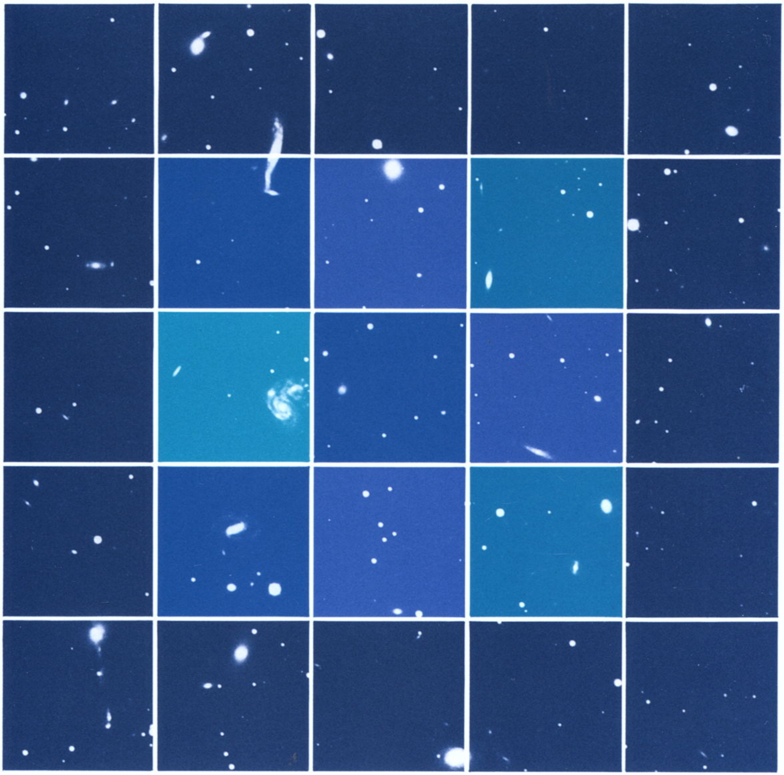
宇宙論と統一理論の展開

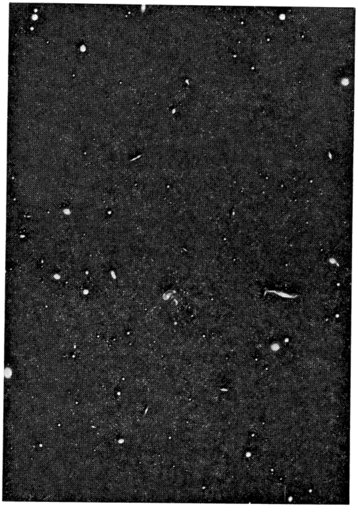
佐藤文隆編



岩波書店

宇宙論と統一理論の展開

佐藤文隆編



岩波書店

はじめに

1970年代の終りから始まった宇宙論と統一理論の熱気はまだ下火になりそうもない．現在，われわれはこの展開の“クライマックス”からはるかに離れた所におるのか，それとも間近かにおるのか？　この問にはS. HAWKINGの予測(147ページ)にもかかわらずまだ誰も答えることができない．現在はあくまでも急速に流れている歴史の中でとらえる必要がある．われわれはまだ起工式の振舞酒に酔っているのかも知れない．

1960年代は宇宙の“発見の時代”といわれた．理論主導で“星の進化と元素の起源”のグランド・シナリオができたのに続いて，予想外の新事実が次々と発見された．クェイサー，パルサー，ブラックホール，そしてビッグバンによる膨張宇宙創成を確実なものにした宇宙黒体輻射などである．1950年代末には原子核物理と宇宙との結びつきが合言葉であったが，1960年代の末には一般相対論と宇宙との結びつきが前面に出ていた．

1965年の宇宙黒体輻射の発見は，1929年の後退する銀河の発見とともに，本書のテーマの礎となったものである．さらにこの発見は，過去の宇宙の姿が高温・高圧，そしてほぼ一様なガス体であって，なんの天体も元素も存在しなかったことを直接に実証したのであった．後退する銀河の発見以後も，宇宙に“はじまり”を持ち込む単純な膨張説には多くの心理的抵抗があった．それらを一掃したのがこの発見であった．天体のある宇宙ができ上る以前の状態から直接やってきたのがこの輻射だったからである．

この輻射の発見直後から，天体宇宙ができ上る以前の宇宙の進化が活発に研究された．軽元素合成，プラズマの中性化，密度ゆらぎの生成と銀河形成，などである．しかし一般相対論の特異点定理は膨張は無限大のエネルギー密度，少なくとも重力の量子効果の効くエネルギー密度から始まった，という結論を出した．こうして，膨張宇宙の始まり——ビッグバン——に迫るには高いエネルギーでの物質のふるまいの知識が必要になった．しかし，素粒子物理はハドロンや弱い相互作用についてまだ明確な理論を持ち合せず，“理論”は実験結果を説明するだけであって，超高エネルギー密度状態といった実験のない状態についてはなんの予言もできなかった．このために，ビッグバンに迫る研究は1970年頃をピークに小休止の状態に入った．

1970年代はスケーリング，中性カレント，J/ψ粒子，など，高エネルギー加速器による実験の大成功で明けた．これによって山ほど提案されていた種々の理論がふるいにかけられ，一つのグランド・シナリオに結実していった．クォーク，ゲージ場，対称性の破れ，などがビルディング・ブロックとなった．電弱理論と量子色力学の成功

に勇気づけられた理論家は一気にすべての力の統一理論，力と物質の統一理論を目指して駆け出した．1960年代に蔓延した場の理論への不信を悪い夢ででもあったかのように払拭して，素粒子物理は微分幾何などを携えて数理科学の顔を取り戻した．

素粒子物理が予言能力を持つ理論を手にしたと予感した人達が，これを高密度星や膨張宇宙の初期に応用する試みを始めたのは1970年代の中頃であった．新しい素粒子の性質を宇宙現象で制限したりする試みである．そして，宇宙バリオン数生成，質量ニュートリノによる銀河形成，インフレーション宇宙，などが続いた．かつて宇宙線が，素粒子物理に実証的データを提供したように今では宇宙現象が統一理論のモデル作りに情報を提供しているのである．宇宙の情報は大づかみではあるが，加速器実験とは異なった方向にとった極限における制限を与える．“宇宙”と“素粒子”のこの結びつきはしばらく続くであろう．この関係は素粒子が受動的に宇宙のデータを受け取るだけでなく，素粒子の観点で能動的に宇宙へ問いかける実験も始まろうとしている．これにより宇宙認識自体も新しい展開をするであろう．

以上，歴史を概観してきたが，一つの新しい研究領域がこの10年ほどの熱気の中で生れてきたことだけは確実である．しかし，個々の具体的内容について一つの筋書きでみるのは時期早尚であろう．それ程に流動的なのである．例えば，10^{15} GeV以上の超高温の状態があったという“常識”を覆がえす超対称性理論に基づく宇宙バリオン数生成理論，真空の相転移と無関係に重力理論の変更によっておこるインフレーション，銀河などの構造形成が物質中の微少ゆらぎの成長としてでなく宇宙ストリングという構造物が種となる，といった異説が最近でも次々と提案されている．したがって，本書で述べられている内容に根本的な変更が加えられることは十分にありえる．

本書には，一部を除き1980年以降に，雑誌“科学”に掲載された宇宙論と統一理論に関する記事を選んで収録した．統一理論の試みにもかかわらず一般相対論はまだ独自な問題を提供しているのでそれに関するものを第I部に，素粒子物理の記事の中から統一理論に関係するものを第II部に，宇宙モデル，膨張宇宙での構造発生の問題，などを第III部に，それぞれ選んで収録した．今後の展開がどうであれ，これらの記事は現在から将来に向かうステップとして欠かせない内容をもっている．次の展開への一助となることを願ってここに上梓する次第である．

本書への収録を快諾していただいた著者の方々に感謝するとともに，御支援いただいた岩波書店の岸本登志雄氏にお礼申し上げます．

1987年1月

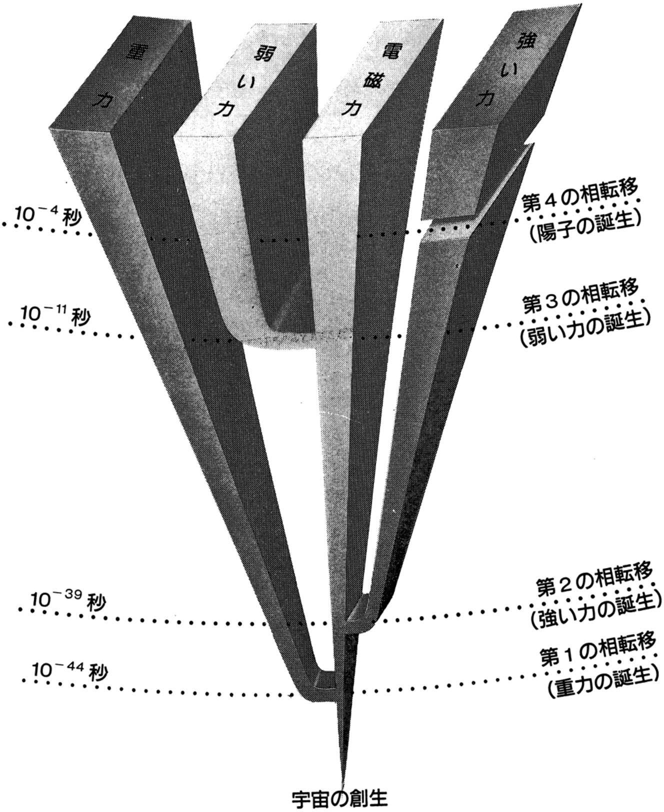
佐藤文隆

目　　次

第 III 部　宇宙の創成と進化

本文中のカット：原　　誠

第Ⅰ部　相対論と宇宙論


重力
弱い力
電磁力
強い力
10^{-4}秒
第４の相転移
(陽子の誕生)
10^{-11}秒
第３の相転移
(弱い力の誕生)
10^{-39}秒
第２の相転移
(強い力の誕生)
10^{-44}秒
第１の相転移
(重力の誕生)
宇宙の創生

I-1, I-2, I-3の3編は，宇宙論側からの，本書全体の序説である．特にI-1“宇宙論と物理学”(佐藤文隆)はニュートンまで立ちもどる歴史的概観をも含んでいる．その中でもふれてあるが，“対称性の破れ”によって現在の素粒子法則ができたという“物理法則の歴史性”の観点を述べたのがI-2“現代科学の一視点：宇宙論”(佐藤文隆)で，この視点からみた物理学の状況に関してのエッセイがI-3“物理と宇宙”(佐藤文隆)である．

一般相対論と宇宙との関係は，膨張宇宙とブラックホールや重力波を含む重力崩壊に大別される．ここには両者についての導入となるものを載せた．

I-4“宇宙モデルの観測的基礎”(成相秀一・田辺健茲)では膨張宇宙の標準モデルであるフリーマン・モデルと観測量との対比が解説されている．また，この記事は近年の素粒子と結びついた宇宙論が活発になる直前に書かれたものなので，その後に何が始まったかを知る上にも参考になろう．

I-5“重力崩壊とブラック・ホールの物理学”(佐藤文隆)はブラックホールをめぐる問題の広がりを概観したものである．I-6“ブラックホールと量子場”(冨松彰)は曲った時空を古典的に扱って，その上で量子場を考えるとおこる粒子創成などの新効果が主題である．ブラックホールのエントロピーなどという熱力学的概念は今日でも十分解明されていないものである．

I-7“時空の次元数について”(小玉英雄)とI-8“重力場のエネルギーの符号が決まった”(小玉英雄)はともに一般相対論で近年興味が高まっているトピックスである．高次元空間は統一理論では常套手段になっており，膨張する空間が3次元であることの意味が人間原理(III-14)とも関係して考察されている．重力エネルギーが正値であることは，真空の安定性のためにもぜひ必要なことであるが，長年明確な証明のなかった問題である．この証明は，1966年ごろのR. Penrose とS. Hawking による特異点定理の証明と並んで，一般相対論の近年における重要な成果である．

重力崩壊による重力波放出とその検出，X線星などによるブラックホールの観測，などの記事はここには収録しなかった．また，I-4, I-6およびI-7は“アインシュタイン生誕百年”の記念号に掲載されたものの一部分である．

1 宇宙論と物理学*

佐 藤 文 隆**

1965年にWILSONとPENZIASによって発見された3K背景輻射は，1940年代末にGAMOWが提唱したビッグバン宇宙論の確認を意味している．ビッグバン宇宙論が生れた背景を解説し，素粒子物理学などとの関連からみた物理法則とこの宇宙論の関係について述べる．

'宇宙論と物理学' といった大きな題目をつけておけば後から中味を考えてもなんでも入るだろうと思っておりましたところ，その後1978年度のNOBEL物理学賞がPENZIASとWILSONの宇宙論に関する業績に対して与えられることになりましたので，今日はこのビッグバン宇宙論についてお話したいと思います．

今回のNOBEL賞はいわゆる宇宙黒体輻射の発見に対して与えられたものですが，この観測的発見自体は大変な偶然的幸運でありました．1940年代の終りにGAMOWが火の玉宇宙とかビッグバン宇宙とか呼ばれるものを提唱し，その当時すでにその宇宙論が事実なら黒体輻射が宇宙を満たしていることを指摘しておったわけです．しかしその後長い間この問題は宇宙物理の中心的関心から外れておりました．技術的にはすでに可能になっていたんだそうで，ただ意識的に探そうとする試みがなされないうちに，偶然にこの二人によって発見されるということになったわけです．偶然にしろ発見した人にNOBEL賞をやるほどにGAMOWのこの宇宙論というのはわれわれの自然認識を進めていく上で非常に重大な意味をもっている．そのようにNOBEL賞をやる側が考えているということに私はむしろ大きな感銘を受けました．宇宙論というのは何か面白い話をして楽しんでおればいいような感じが，研究者の間にも少しあるわけですが，本当はそうではなく往年のように自然科学の主柱であるべき分野なのであると．ヨーロッパの科学の伝統はいぜんとしてその面影をとどめているのだなという感概を，私はこのニュースを聞いたときに，もちました．

ここでは初めにこの宇宙論が出てきた背景を念頭においてお話し，次にこの宇宙論の内容と，物理法則との関連について今後にどんなことを示唆しているかといったことを述べさせていただきたいと思います．

膨張宇宙がいわれ出したのは1920年代であります．当時の"膨張"とは銀河系が後退しているということです．膨張しているとは過去には収縮していたということですが，当時の観測では今より縮んでいたといっても0.1% ぐらい縮んでいた宇宙があったということの確認だけだったわけです．それが宇宙黒体輻射がみつかったということは1,000分の1小さかった時代を確めたことになるのです．それからもう一つ宇宙初期での元素形成を通して，宇宙が今より1億分の1ぐらい縮んでいた状態の実在を確認しているともいえるのです．ですから，HUBBLEが1929年に発見した膨張宇宙と1965年にPENZIASとWILSONが発見した膨張宇宙と同じ言葉で呼んでいてもずいぶんと膨張・収縮の程度は違うわけです．

宇宙論の歴史

少し宇宙論の歴史をさかのぼってみますと一様宇宙という考えが17世紀あたりに出てきて，これが近代宇宙論へとつながっていきます．それ以前では宇宙の絵にはちゃんと屋根など付いていたりして，そのまわりを天使が回っているといったものです．すなわち，宇宙の真中とか端とかいう観念がある宇宙です．こういうのに反対してBRUNOが無限宇宙というのを扇動してまわります．このあたりが転機となって，NEWTONにおいては無限空間というのは当然のことのような書き方に変わっています．そしてそれ以後では，まず空間というものがあって，その中に銀河系が散在しているイメージになっていきます．KANTの18世紀の宇宙論などというのはもうそういうものです．

19世紀になるとこの一様宇宙を物理的対象として考えてみるといくつかの内部矛盾があるということが指摘されてきます．一つはOLBERSのパラドックスと呼ばれるもので，これはよく知られていると思います．一様宇宙ではなぜ空が暗いのかが説明できないというわけです．もう一つは"なぜ重力は無限に強くないのか?"という疑問です．この問題は結局一般相対論の等価原理で解決されることになります．重力のあるなしというのは，等価原理によれば，運動の仕方で決まるわけです．私達は無重力系に乗っていることになっていて，無重力系の速度が現在と過去とで違うということが宇宙が動的構造をもつことのおこりなのです．また19世紀には空間論と

---

* 1978年11月11日に行なわれた基礎物理学研究所25周年記念講演(東京)に手を加えたもの．

** Humitaka SATO 京都大学基礎物理学研究所．

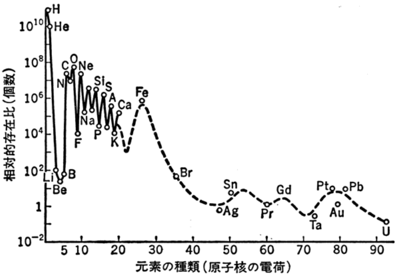


図 1　宇宙での元素組成比．宇宙での核子（陽子と中性子）の数は約 10^{82} 個，それに黒体輻射の光子，ニュートリノが 10^{90} 個ずつ存在する．

して RIEMANN の曲がった空間という考えが出てきて一様であるが有限であるという新しい可能性も出てきます．

1915 年の一般相対論と HUBBLE の銀河後退の発見とが結びついて膨張宇宙論というのが活発になる時期があります．当時大望遠鏡建設の際の目玉の一つがこの膨張宇宙の検証であると宣伝されたりもしたようです．

一方，量子力学が完成し，量子統計というのが出てきますと早速 FOWLER がこれを白色矮星の構造に応用し，CHANDRASEKHAR による縮退圧で支えられた星の上限質量という認識につながります．その後原子核物理学が進歩して星のエネルギー源と元素起源の問題が論議されるようになってきます．1930 年代というのはこのように物理学の黄金時代の影響をもろに受けて宇宙現象の解明にも新しい物理学が大きく寄与した時代でありました．たとえば最近観測可能になったブラックホールとか，中性子星といったものは全部この時代に理論的な筋書きができていたわけです．

原子核物理学の進展を背景にして，元素起源の問題というのがこの前の戦争直前ぐらいからいろいろと論じられてきました．一つの動機となったのは宇宙の元素組成 (cosmic abundance) というものが観測的に大体わかってきたことがあります．これに地球化学，隕石，太陽のスペクトル分析などいろいろなデータを寄せ集めて作ったものです．大戦前にも起源の理論というのがあって，まず考えられたのが化学平衡理論です．鉄という元素は核子当りの結合エネルギーが最大の原子核ですが，宇宙の元素存在度でも鉄は周囲の原子核に比して存在量が大きい．要するに熱力学的化学平衡に近いというわけです．しかし，もし完全な熱平衡なら宇宙の元素は全て鉄のようなものになってしまうわけで，これは軽元素が大勢として多いという観測値と一致しません．だから熱平衡に向かいつつはあるが，それになる前にさっと冷して原子核反応を停止してやれば，観測されているような組成を説明できるのではないかと GAMOW は考えたわけです．彼は初めこれを元素起源の動的モデルと呼んでいましたが，そのうちに，こういうさっと冷してやるメカニズムとしては膨張宇宙の膨張がよいと考えてくるわけです．これが 1946 年のビッグバン宇宙論の始まりであり，その動機であったのです．

定常と進化

1947 年にもう一つの宇宙論が別の観点から出されて，結構羽振りを利かした時代がありました．その宇宙論は定常宇宙論といいますが，ビッグバン宇宙論とライバル関係にあって宇宙論を盛んにするのには寄与しました．宇宙論での一つの独特の問題は“なぜ宇宙は現在あまり古びていないのか？”ということです．これは“宇宙論と物理学”とかいうよりは宇宙論独特の問題の立て方でありまして，イギリスなどでは宇宙論は物理に同化できるものではないという発想もあるようです．

例えばこういった議論がなされます．まず宇宙が古びていないことは次のようなことからわかります．星を見てもある年齢より古い星はないし，ウラニウムなどの放射性元素をみてもどんどん減少しつつあるのにまだ残っています．それから，われわれ人類の文化，文明というものもこの程度にしか進んでいない．本当に宇宙が無限の過去からあるのなら，そして文明が時間の単調関数で増加するなら，地球以外でもよいから無限に進んだ文明というのがあってもよいのではないか．そしてそれはわれわれに接近する能力をももっているかもしれない．ともかく，無限の過去から始まったものなら曰く因縁に満ち満ちた宇宙であるはずです．今日の宇宙がそういう宇宙でないということは，宇宙が始まって，少なくとも文明などが発生できる宇宙になって以来あまり時間が経っていないからなのか，あるいは文明は必ずある時期に亡びるから，無限に古くても文明は新しいのかもしれません．GAMOW の宇宙論は前者の立場を取ったわけです．ある有限の過去から宇宙は始まった．われわれはその中では先輩格であるというわけです．ところが宇宙で“始まり”というと必ず“その前はなんですか”と聞かれるので，それを避けようとすればやはり無限がよい．無限であって古びさせないためには古いものはどんどん壊していくか，どこかに捨てて薄めていけばよいわけです．文明も適度のところで壊れてわれわれ人間程度のものがゴロゴロおるようになっているのかもしれません．壊せないものは薄めればよい．鉄は燃えないから廃棄物のように薄めてやればよい．文明もそういう具合に離してや

ビッグバン宇宙進化の“年表”.

時間	a/a_0	(a)	“事件”
10^{-44} 秒	10^{-33}	(10^{-3} cm)	時空の量子的ゆらぎ終る．粒子生成重力相互作用分離.
10^{-39} 秒	10^{-30}	(1 cm)	QCD(強い相互作用)とQFD(弱い相互作用と電磁相互作用)の分離. バリオン数の発生.
10^{-11} 秒	10^{-15}	(100 AU)	弱い相互作用と電磁相互作用分離.
10^{-4} 秒	10^{-12}		クォークがハドロンになる.
0.2 秒			ν_e が自由になる.
10 秒	10^{-10}		e^-e^+ 対消滅.
10^3 秒	10^{-8}	(10^3 光年)	He, D, Li 元素の合成.
10^3～10^4 年	10^{-5}～10^{-4}		輻射エネルギーより物質エネルギーが優勢となる宇宙へ
約10万年	10^{-3}	(1億光年)	プラズマが中性原子へ，宇宙の“晴上り”，原始銀河の形成,〔エネルギー放出→イオン化→再び曇る？〕
		〔1/6	“晴上り”〕
約10億年	0.25		遠方の QSO，銀河.
t_0－45億年	0.75		太陽系の形成.
t_0－30億年			地上の生命起源.
t_0－100万年	0.99995		人類の誕生.
t_0－25年	0.999999999		基礎物理学研究所創設.
t_0	1	(770億光年)	現在.

注．a は膨張宇宙のスケール・因子．a_0 は現在の値．閉じた宇宙の場合には a として空間の曲率半径にとれる．3列目カッコ内に記した長さはこの曲率半径である．t_0 は現在の時間で約150億年.

ればよいのかもしれません．宇宙はうまい具合に膨張しているから，膨張にもかかわらず密度を一定になるように新鮮な物質を創生して古びた元素や星を薄めてやればよいわけです．これが定常宇宙論の考え方です.

こういう話をごちゃごちゃやっている内に大方は飽きてきました．元素は星の進化に伴って確実に作られるのではないかという風潮にもなってきました．1952～53年頃からはあまり宇宙物理の話題に上らなくなったようです.

GAMOW は元素ができると予想しました．実際の計算は FERMI らが行ないましたが，形成される元素はヘリウムだけで重い元素はできないことがわかりました．GAMOW は初期物質は中性子だけと仮定しましたが，1950年に日本の林忠四郎がこの仮定が正しくないことを示したのでした．温度が電子質量エネルギー以上だと，電子・陽電子対が黒体輻射として光と同じ程度生じていて，それがまた黒体輻射のニュートリノを媒介として中性子と陽子の相互転化をひきおこしている．このことをちゃんと考慮して陽子と中性子の比が決っているわけです．この林理論は，また宇宙にはニュートリノの黒体輻射も満ちているはずであることも初めて明らかにしたわけです.

いずれにせよ GAMOW の目論見は外れて，元素はできるとしてもせいぜいヘリウムどまりであるという結果となったのです．当時はこれは一つの弱点とみえたのですが後になってヘリウムだけ作れる過程としてむしろ重宝がられることになります.

マイクロ波背景輻射の解釈

1965年に PENZIAS–WILSON の発見があってからも，これをビッグバン宇宙論によらずに他の解釈で説明できないかということが考えられました．まず，エネルギー量だけからいうと星から放出されているエネルギーではぼ十分です．ただ星からの光は波長が全然違うから何か間をつなぐ過程を考えねばなりません．黒体輻射としてマイクロ波を出すには固体の微粒子や大きい分子でないとだめです．しかし，宇宙の主成分は水素ですから，固体水素の粒を作ってそういうことができないかが試みられましたが失敗しました．また，膨張宇宙の初期に星から出た光を熱化すればよいのではないかという考えもあります．重い星ですと100万年ぐらいで一生を終えるから膨張後100万年後ぐらいに沢山の重い星ができて光を出す．当時はまだ密度が高いので宇宙は見通せるようなものではないので，星の光が物質に吸収され熱化されてしまうというわけです．こういう話を信用すれば火の玉宇宙というのはヘリウム生成のような初期まではさかのぼるべきでないということになります.

最近，X線天文学が非常に進んでおりますが，銀河の外部の物質にも鉄元素が銀河内と同程度存在するという発見をしています．これは，ある意味ではビッグバン説からいうと大変気味の悪いことであります．と申しますのは，ビッグバン説では物質は純粋な素粒子から出発し，星のできる前にはせいぜいヘリウムと重水素，リチウムなどしか元素が存在していないはずです．そしてまた，星というのは一度銀河系ができた後にその中で元素合成をやるものと考えるのが素直な考え方だからです．それがそうではないというと少し戸惑うわけです．もちろん，銀河内で作った元素を銀河外に吹き出す方法もあるようですからあまりビッグバン説にとって深刻な打撃ではありませんが，この弱味につけ込んでさきほど述べたような星で熱い宇宙を作るといった話が出てきたりするわけです．しかし一番素直な解釈は宇宙の初めから熱かったとするもともとの考え方だろうと思います.

ヘリウム元素の形成

それではなぜ初めから熱かったか答えろといわれたら説明はできないわけです．そう仮定した宇宙では次々とどんな事件がおこるかを予想し，それと観測事実とをつき合せるという方法論がとられているわけです．予想されるシナリオは表に示したようですが，うんと初めと1～10^3 秒の時代，それから 10^5 年あたりの時代の三つの重要な時期があります.

まず1～10^3 秒は元素の合成の時代です．宇宙が初まって1秒後にはもうハドロンというものはできている.

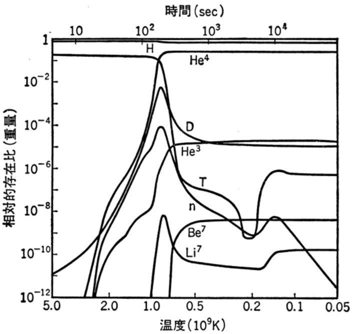


図 2　ビッグバン宇宙での元素合成.
(WAGONER et al. による)

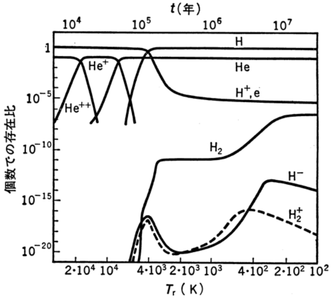


図 3　ビッグバン宇宙でのプラズマの中性原子化.

だから陽子と中性子の気体で，その相対比は先の林理論で決まっているわけです．これから

$$p+n \rightarrow D$$
$$D+D \rightarrow {}^3He+n,\ T+p$$
$$T+D \rightarrow {}^4He+n$$
$${}^3He+n \rightarrow T+n, \quad {}^3He+D \rightarrow {}^4He+p$$

といった具合に典型的な核融合反応がおこる．もちろん，最初の重水素Dができる反応は宇宙初期独特のものです．重水素は結合エネルギーの小さいことで有名な原子核で，温度があるところまで下がるまではできてもすぐに光分解を受けるのでできてこない．それがある温度から図2のように増加してくると，それが元になってそれ以後の反応がスタートするわけです．図からわかるように中性子はほとんど陽子と結合して重陽子となって，その大部分はヘリウムまでいってしまいます．結果的には陽子の10% のヘリウムと，重水素，リチウムができてきます．

宇宙の元素は全て宇宙初期で作ってみせるといったGAMOW の大ぼらは的中しなかったが，実は星での元素合成でできないことをこの宇宙初期生成元素は補っていることがわかってくるのです．ヘリウムについてみると星では十分な量を作ることができないことがわかってきて，宇宙初期に頼らざるをえなくなった．これはビッグバン宇宙論に対する非常に確実な観測的証拠を提出しています．それから重水素の組成比についてはあまり観測がなく，太陽系の中ぐらいに観測が限られていたのですが，1973 年に人工衛星 COPERNICUS が飛んで星間空間での重水素の存在比のデータがわかってきます．この年はちょうど COPERNICUS 生誕 500 年の年でしたのでこういう名をつけたわけでしょうが，その観測によると存在比は非常に普遍的なものであることもわかってきた．このようなもの(重水素だけでなくリチウムもそうですが)は共に結合エネルギーの小さい原子核なので星の内部では非常に壊れやすく，作ることができない．超新星爆発の際のシェルでとかいろんな試みもやられてみたが，どうも宇宙初期ほどによくできることはないようです．こういうわけで宇宙が始まって 10^3 秒の時代というものは現実にあったと思ってよい．それが今より 1 億分の 1 小さかった時代なのです．

銀河形成

宇宙はその後も膨張を続け，温度を下げてきます．温度が 4,000°K あたりに下るとイオン化していた気体が中性化します(図3)．それまでの期間は自由電子が光子との熱平衡を保ち，かつ光も電子と衝突するので真直ぐ進めないような状態だったわけですが，その自由電子が原子内に大部分取り込まれてしまうと，光の進行を阻むものがなくなってしまいます．このときをもって曇っていた宇宙が晴れ上ってきたといえます．この際の“晴上り”は視界の意味だけでなく熱輻射の圧力を物質の気体が受けなくてよくなるということを意味します．

まず視界が開けるという点についていえば，現在われわれがみている宇宙黒体輻射の光子というのはまさしくこのときに物質と相互作用を分離(decouple)したものなのです．今より約 1,000 分の 1 宇宙が小さかったときのことです．光子はそのときからほぼ真直ぐに進んできたのですが，われわれ観測者とその分離のときの黒体輻射が生じていた系との間に光速に近い相対速度があるために大きな赤方変移を受けているわけです．

それからもう一つ輻射圧を感じなくなることのために物質が自己の重力で収縮して天体になり出します．われわれは 1960 年代の終り頃，原始乱流説による銀河形成論というのを展開しましたが，大変うまい理屈で銀河の

質量などが説明できる理論です.

天体ができてエネルギーを発生しだすと物質が加熱されて再びイオン化される可能性があり，こうなるとせっかく晴れた宇宙は再び曇ってきます．この時期にはもう物質の温度と黒体輻射の温度とは無関係ですが，自由電子が増すと視界が阻まれて“晴れのち曇り”ということになります．全部イオン化されていても完全に宇宙が晴れ上るのは今より宇宙が6分の1ぐらい小さい時代より後のことになります.

現在，われわれは電波銀河とかQSOといったものを非常に遠方に見ております．HUBBLEの時代と比べると1,000倍も遠い．一番遠いものですと，それは宇宙が1,000分の1小さかったときのものです．その頃には少なくともエネルギーを放出する天体があったという証拠をわれわれは握っているわけです．そのあたりから現在までのつながり具合を考えてみましょう．表で現在をt_0と書いてあります．これはまだはっきりしなく，大体150〜160億年だと思います．そこからさかのぼって45億年前というのが太陽系のできたときです．それから30億年前ぐらいに生命ができ，100万年前には人類がおった．そして25年前には基礎物理学研究所が創立されたというわけです．基研ができた当時は宇宙は現在より$1-10^{-9}=0.999999999$だけ小さかったわけです．それが25年前で，一番遠いQSOが0.25，黒体輻射の起源が0.001，ヘリウム形成が0.00000001だけ小さかったというわけです.

宇宙黒体輻射の非等方性

この輻射の発見でビッグバン宇宙論が現実味が増したわけですが，この輻射はそれだけでなく今後とも宇宙論の研究にいろいろの情報を提供すると期待されています．PENZIAS–WILSONはもちろんこの輻射が非常に等方的にどこからもやってくるので驚いたわけですが，よくよくみてやると少し非等方性があるわけです．非等方の程度は分解の角度でも異なるが10^{-3}〜10^{-4}の程度です．これがどんな情報をもたらすかといいますと，一つにはこの輻射という一種のエーテルに対してわれわれがどう運動しているのかということです．このエーテルは受動的な性格ですが宇宙空間に一つの絶対的な静止系を導入していることになっていますから，これをも取りはずしてやらないと完全にLORENTZ変換に不変な時空などというものはないわけです.

さてどんな程度で動いているかというと約300 km/secぐらいのようです．ところがわれわれは公転運動をしているし，太陽も銀河中心に対して回転しているし，そして銀河系もVirgo銀河団を中心にして動いている．といった具合にいろいろと相対速度があるわけで，そういうのを合成して差し引いてみるとわれわれの銀河中心はどうも600 km/secぐらいで動いているらしい．こういうことは今後の観測でよりはっきりしてくると思います．また銀河ができはじめていると小さい角度でのゆらぎが観測されるかもしれません．もう一つの問題は宇宙構造全体が完全に一様で等方的なのだろうかという問題です．例えば宇宙全体が回転していないのかといった問題です．現在でもこれは$10^{-11}{}''$/100年ぐらいに押えられていますが，これはいわゆる水星の近日点移動での長軸の回転43″/100年とくらべてもいかに小さいかがわかります.

原理的な問題としては宇宙に初めがあるとするとお互いに交信できる領域には限界があるにもかかわらず，なぜ申し合せたように宇宙は一様・等方でありうるのかという問題があります．原子が中性化する10万年とかいうときには，まだ10万光年先とは交信できていないわけです．にもかかわらずそこからも同じ温度の輻射がやってくるということは大変不思議なことです．この点をめぐって，宇宙初期の問題，特になぜ熱い宇宙になったかという問題の解決を含めて何か重大な鍵が隠されているのかもしれません.

さらにまた，これからスペース・シャトルなどが上るとこの輻射の偏光も測れることになるようです．黒体輻射だから偏光などないだろうと考えられるかもしれませんが，宇宙がもし非等方に膨張していますと運動電子のTHOMSON散乱によって発生する偏光が残ることが予想されているわけです．ここ10年もするとこういう情報も出てくるのではないかと思います.

素粒子の起源

さてこのあたりで1秒よりずっと初期の宇宙の話に逆戻りしたいと思います．これは完全に素粒子物理の世界です．素粒子論の方では最近WEINBERG–SALAM理論の成功ということがあって弱い相互作用と電磁相互作用を統一して同じレベルでみられるようになったわけです．エネルギーが数百GeVにもなるとこの両方の相互作用が同じ強さでおこるようになるという仕組になっています．宇宙初期にいくと温度が上る．例えば10^{-11}秒では温度は300 GeV．もう今の加速器では作れないような高エネルギーの粒子が一杯に宇宙に満ちていて，高エネルギー反応が至る所でおこっているわけです．何かもったいないような，情けないような気がしますけれども．これより以前にいくと先の二つの相互作用にはもう区別がない．もっと温度が高くなるとどうなるのか確かな理論がなくなりますが，さきほど牧先生の素粒子の話であったように（本書，II–1）いわゆるゲージ場理論というこ

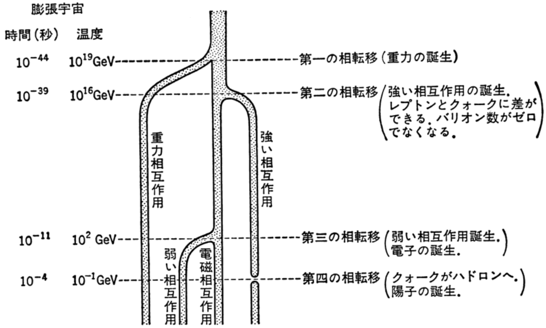


図 4　素粒子相互作用の分化.

とで相互作用の統一をしようという相当に有望な路線があるわけです．特に強い相互作用についても QCD というゲージ理論が成功しています．ある説によるとエネルギーが 10^{16} GeV にもなると電磁気，弱相互作用だけでなく強い相互作用も統一されて同じ強さの相互作用になるといわれています．エネルギーが高くなると統一される，言葉を変えると区別がなくなる，のっぺらぼうになるということです．

自然界の基本相互作用としてはさっき述べた三つのほかに重力があります．最近は重力をも含めて四つの力を統一する試みもなされておりますが，重力は他の力と違って難物なようでもあります．それにしても，なぜ基本力が四つであるのかというのも大変興味あることです．エネルギーが高いとき，すなわち宇宙初期ではそれらが全てお互いに区別がなかったのが，宇宙の膨張につれてどんどんと分化してきたという描像が描けるんじゃないかと思います．そこで何が契機となって分化するのかということですが，どうも“真空”という媒質がいろいろ段階的に変わってくることに原因があるようです．真空というのは決して空っぽなのではなく，大変豊かな内容をもっているのです．音というのは気体や固体という媒質があって初めて存在するように，素粒子というものも媒質として“真空”との関係のなかでのみ存在するもののようです．物性物理の方では，温度が高いと正常な状態にある物体でも冷してくると超伝導状態になるということが知られていますが，宇宙というのも一種の断熱膨張の冷却装置のようなものでこういった相転移が段階的におこってくるわけです．物性との対応でいうなら，宇宙初期が正常状態で，現在が超低温のスーパー状態というわけです．

図 4 はものすごい独断でもって描いた画でありますが，いまいったような相互作用の分化が描いてあります．この図の初めの方は特にまだはっきりとわかっているわけではありません．こういうことがわかってくれればよいな，という希望も込めて書いたものです．重力はどうも一番原始的な力のようです．また弱相互作用と電磁相互作用がわかれたというあたりは多分本当だろうと思います．また，クォークの気体がある段階でハドロンという構造物を作ってきたのも本当だろうと思います．

こういう図は生物の方で進化の系統樹にあたるわけで，それとの比較でいうとむしろ上下逆さにかいた方がよかったのかもしれません．系統樹の幹のところにはアメーバなどがおって枝の先の所に人間がおるという，あのような図にあたるわけです．

およそ，一体であったものがだんだん分化してきてこの世ができたという考えは旧約聖書の創生記にも書いてあることで大変魅力的な考え方です．しかし，物理法則についてはこういう歴史的な考えがされることはないのではないかと思います．生物とか，惑星とかいう巨視的構造をもつものはおよそ全て歴史的に順を追ってある環境の中でできてきたと考えられています．ところが，素粒子とか相互作用とかいうものについてはこういう歴史的起源や環境との関連で法則があるという発想はないわけです．

物理と歴史

物理法則というのは非歴史的，非環境的なものの代表みたいになっているわけですが，考えてみますと最初からそうであったのではなく，NEWTON 力学ができる前段階で非常に大きな断層ができてきていると思います．NEWTON が慣性系について述べたとき，すなわち“何ものからも影響を受けないが，何ものにも影響を与える”

というものの物理的実在性について大変気にして，なんか脚注なんかでいいわけをしたりしています．しかし，われわれ物理学者はそんなことは一切その後忘れて，なんの疑いももたずにやってきたのだともいえます．この点を批判したのは MACH ですが，それはある意味で健全な発想のように思えます．およそ物理的実体であったら突けば何か影響を受けるというわけです．慣性系という物理的性質を付与されたものも当然そうあるべきだというのは理屈にかなっています．空間というのは単に幾何学をやるようなカラッポなものではなく，運動というものをおこさせる空間でもあるわけで決してカラッポではない．

NEWTON になってからは全てを慣性系というものに頼ってそれ以上の思考を停止してきたわけですが，それ以前の自然哲学者は運動というものの意味に大変悩んだわけです．空間というのは運動物体と対をなすものとして運動を支配する動因であったわけです．NEWTON と同時代でも DESCARTES の宇宙などというのは決してカラッポなところに物体を配置したものではなくびっしり何かがつまっているようなものでした．物理学者が空間をカラッポと思いだしたのは NEWTON に洗脳されて頭もカラッポにしてきたからかもしれません．それが 19 世紀には一時，電磁波の媒体としてのエーテルが考えられたが不要となりました．そして最近になって再び宇宙の“真空”とは何か詰っているもので，牧先生がさきほどいわれた表現だとポジとネガの関係だというようになってきているわけです．物質があるのか，“真空”があるのか，どっちをどう思えばよいのか相対的なのです．こういうように物理法則もわれわれの住むこの宇宙という特別の住処での内輪の法則にしかすぎないのかもしれないという発想も出てきます．

もう一つ，1930 年代に DIRAC が重力定数というようなものは宇宙構造との関係で決まった量で，宇宙が変わればその値も変化するのではないかということをいい出しました．これは MACH がいった慣性系というものは宇宙構造との関係で決まっているという発想を拡大したようなものです．こういう考えは今後宇宙論と物理学との間を考えていく上で大変魅力的なアイディアです．物理学の一般的法則，物理定数と今日では一律に称しているものでも実は少しずつ差があるのであって，あるものは宇宙がこうなってきたことに付随してそうなってきた 2 次的なものかもしれないのです．

素粒子の相互作用というような基本的なものでも，例えば CP 対称性の破れといったことがある．きちんとなっておればよさそうなことが何かキッチリとこの自然ではいっていない．少しずつあるべき完全性が破れているようです．しかし，考えてみれば世の中にある巨視的構造物には同一のものなどないわけで，なぜ原子や素粒子になると急に皆同じになるのかが不思議といえないこともありません．ほとんど物理的に相互作用したことのないような離れた宇宙の領域にある原子と素粒子もわれわれの近辺と同じものだというのは大変不思議なことです．

対称性の破れということではこの宇宙にとって幸運であったのは物質・反物質の非対称性です．物理法則としては対称であるのにこの宇宙での存在が非対称だというかたちでこれまで理解されてきましたが，最近の大統一理論(grand unification)という素粒子論の試みの立場からいうとバリオン数とレプトン数が別々に保存しない反応のエネルギーの時期があったということになりますので，それと CP の破れとを組み合せると宇宙での存在の非対称性も説明できるという考えが出されています．物理法則の方も完全には対称でないというわけです．“幸運であった”というのはこの非対称性の故に物質が豊富に存在する宇宙になっているのであるからであります．

エントロピーと進化

最後にもう一つ触れようと思いますことは，いわゆる進化ということについてです．ビッグバン宇宙は初めから熱平衡のエントロピー最大の状態にあるようなので，それ以上はどうなりようもないような気がします．初めになぜ宇宙が古びていないのかという話をしましたが，物理系を放っておけば，熱平衡に向かって熱的混沌になっていきます．現在の宇宙が熱的混沌になっていないということは，まだ進化の余地を残しているということです．ところが，この宇宙での出来事をみると宇宙は混沌に近づきつつあるどころかどんどん秩序が発生しつつあるということに気がつきます．完全な熱平衡なガスからなぜこのように多様な構造に進化してくることができたのでしょうか．理由はある意味では簡単でありまして，それは宇宙が膨張しているからです．この膨張に熱平衡が何時もついていけるわけではなく，各々の反応についてある決まった時点から熱平衡からはずれていきます．そこにいろんな情報が入り込みうるようになるわけです．情報というのは

$$I = S_{\max} - S$$

と定義するのだそうで $S_{\max}$ とはその系での最大のエントロピー，S はある状態でのエントロピーです．$S_{\max}$ とはどの程度物を忘れることができるかの程度を表わしています．ブラックホールはこの物忘れに大いに寄与します．

この $S_{\max}$ を考える際にブラックホールのエントロピーをも考えなければならなくなります．ある体積にエネ

ルギーを詰め込むとき，エントロピー最大は普通は全ての静止エネルギーを輻射に変えたときですが，詰め込む量を大きくするとエネルギーが固まりを作ってブラックホールになった方が安定だということになってきます．膨張宇宙の初期は黒体輻射で満たされていたというから一見するとエントロピー最大の状態のようですが，実はそうではなくブラックホールになっている方が $S_{\max}$ の状態だったのです．だから，その $S_{\max}$ と黒体輻射で満ちた宇宙の S との間には十分に情報が入り込める余地があったというわけです*．そういう意味ではわれわれの宇宙は決して完全熱平衡状態からスタートしたのではないのです．どうしてそんな中途半端な状態からスタートしたのかも考えてみれば不思議なことです．

物理学の法則が宇宙論と関係あるのではないかという昔からの考えというか夢というか，そういう示唆が最近の素粒子論の状況との関係で大変具体的になっているような気がするという漠然としたことを結論に申し上げて話を終りたいと思います．

付　記

ビッグバン宇宙を規定する基本的な宇宙の量を G(重力定数)，$\hbar$(PLANCK 定数)，c の三つの基礎的物理定数で決まる次のような PLANCK 単位で計って整理しておく．

$$T_* \equiv \left(\frac{\hbar c^5}{G}\right)^{1/2} \sim 1.2\cdot10^{9}\,\mathrm{GeV}$$

$$l_* \equiv \left(\frac{\hbar G}{c^3}\right)^{1/2} \sim 1.6\cdot10^{-33}\,\mathrm{cm}.$$

簡単のため閉じた宇宙モデルを考える．計量は

$$\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - a^2\{\mathrm{d}x^2 + \sin^2 x(\mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta\mathrm{d}\varphi^2)\}$$

であるから，全体積 $2\pi^2a^3$ と黒体輻射の光子数密度の積で全光子数 N_γ を定義する．すると，その関係式から，

$$\frac{T}{T_*}\frac{a}{l_*} = 0.6N_\gamma^{1/3}$$

が得られる．現在における黒体輻射の温度 T_0，HUBBLE 定数 H_0，密度係数 $\Omega_0 \equiv \rho_{m0}/(3H_0^2/8\pi G)$ に対する観測値を用いれば N_γ は

$$N_\gamma \sim 2\cdot10^{90}\frac{(T_0/2.7\,\mathrm{K})^3}{(\Omega_0-1)^{3/2}}\left(\frac{50\,\mathrm{km\ sec^{-1}\ Mpc^{-1}}}{H_0}\right)^3$$

となる．したがって，a と T の関係はわれわれの定義では

$$a \sim l_*N_\gamma^{1/3}\left(\frac{T_*}{T}\right) \sim 10^{-3}\left(\frac{10^{19}\,\mathrm{GeV}}{T}\right)\mathrm{cm}$$

となる．すなわち本文中の表に(a)として示した大きさが導かれる．宇宙の“大きさ”というとき，この a と地平線(particle horizon)の大きさ ct とを混同してはならない．現在ではこの二つは同じオーダーの数値になるが初期ではその比は

$$\frac{ct}{a(t)} \sim \left(\frac{t}{t_*}\right)^{1/2}\frac{1}{N_\gamma^{1/3}}$$

となり非常に小さいものである．

いまこの宇宙は輻射と質量 m の粒子から成り，輻射の光子数と粒子数の比を N_B/N_γ とする．この比をバリオン数と黒体輻射光子数の比にとれば

$$\frac{N_\mathrm{B}}{N_\gamma} = 7\cdot10^{-9}\Omega_0\left(\frac{2.7\,\mathrm{K}}{T_0}\right)^3\left(\frac{H_0}{50\,\mathrm{km\ sec^{-1}\ Mpc^{-1}}}\right)^2.$$

この宇宙が最大になるときの a は次のようになる．

$$a_{\max} \sim fl_*N_\gamma^{2/3}$$

ここで

$$f \sim \frac{N_\mathrm{B}}{N_\gamma^{2/3}}\frac{mc^2}{T_*} \sim 10^2\left(\frac{N_\mathrm{B}/N_\gamma}{10^{-8}}\right)\left(\frac{N_\gamma}{10^{90}}\right)^{1/3}.$$

また輻射エネルギー密度と粒子質量エネルギー密度が等しくなるときの a は

$$a_{\mathrm{eq}} \sim f^{-2}a_{\max}.$$

また，温度が mc^2 となるのは

$$a_\mathrm{B} \sim \left(\frac{T_*}{mc^2}\right)l_*N_\gamma^{1/3}$$

$T=T_*$ での a を a_* として，上の特徴的な時期における a の大きさを a_* との比で表わすと

$$\frac{a_\mathrm{B}}{a_*} \sim \frac{T_*}{mc^2} \sim 10^{19}$$

$$\frac{a_{\mathrm{eq}}}{a^*} \sim f^{-2}\left(\frac{a_{\max}}{a_*}\right) \sim 10^{28}$$

$$\frac{a_{\max}}{a_*} \sim fN_\gamma^{1/3} \sim 10^{32}.$$

N_γ と N_B/N_γ の値が宇宙の量として基本的なものであり，これを変えると別の宇宙モデルになる．

---

* この解釈は杉本大一郎氏によって明らかにされた．

2　現代科学の一視点：宇宙論

佐 藤 文 隆

物理の基本法則は非歴史的なものであり，環境に支配されたりはしない，と考えられている．というより，そこまで純化されたものを基本法則と呼んでいる．複雑な自然現象をつぎつぎに骨と皮に解体していく作業が，諸々の物理学の分野や天体，地球，生物の物理学でなされている．特に後者は各々特殊な歴史と環境を背負って由来した不変法則の特殊なあらわれ方を追求しているといえよう．現代の“骨と皮”は素粒子とその置き場所の理論である．最近の研究では素粒子の置かれる媒質，普通の意味での真空も豊かな性質をもつとされている．しかし，膨張宇宙の初期ではそんな素粒子や“真空”などはありえない．そこで，物理の不変法則を担っていると考えられている素粒子や“真空”といった舞台装置も，地球や生物と同様に，特殊な歴史を背負って今日あるのだと考えなければならなくなる．すなわち，われわれは宇宙という構造体の特殊な時点に属しているのであるから，法則の“不変性”も常に相対的なものと解すべきなのである．

NEWTON 力学以前の物理学は全て宇宙論であったといっても過言ではない．NEWTON は，“全てを支配するが何物からも影響を受けない”という奇妙な性質をもつ絶対慣性系を導入して，力学法則を宇宙論から切り離すことに成功した．19 世紀末に MACH がこの独断を批判したことがあったが，物理学の大勢はこの NEWTON の路線を歩んできた．この影響は力学法則に止まらず，宇宙論を離れても個別科学は可能であるという一つのイデオロギーとして作用した．

私がここで提唱したいことは，この NEWTON のイデオロギー的桎梏から逃れて，MACH のように自由な発想をもとうではないかということである．最初に記した素粒子法則と膨張宇宙の関係などは最も極端な例であるが，いろいろな研究においてそれがいかなる意味で宇宙論かを問う姿勢をもちたい．ここで“宇宙”とは必ずしも天体宇宙という狭い意味ではなくて特別な歴史を背負ったわれわれの環境(“自然”といってもよいだろう)を指している．

このように宇宙論を現代科学の一視点に置くことの効果は，研究上の着想や課題設定といった身近なものから社会発展への効果まで次元の異なるさまざまなものがあろう．まず，宇宙論は諸科学の総合化の一つのモメントである．学問が一つであった古代哲学の夢をわれわれは今日でも見続けていたい．

人類はすでに地球の背丈に達し，有限を悟った時代に入りつつあるといわれる．それは一種の精神的閉塞状態である．われわれは常に拡大する世界をもたねばならない．天体宇宙への関心は人々を刺激し，技術を革新し，それがもたらす溌溂とした社会風潮は精神活動を高揚させ，宇宙論をより深化させる．民主主義の申し子ともいえるエネルギー・資源の視点をヨコに譬えるなら，宇宙論の視点は未知に突き進むタテの関係に譬えられよう．先端を切り開きヨコに拡がるという社会発展のパターンをわれわれは常に想起しておくべきであろう．

3 物理と宇宙

佐藤文隆

物理と宇宙の関係はその誕生期でも現代においても本質的であることは今さらいう必要もないであろう．ここで述べようとすることは，分野の間の関係ではなく，いささか大げさにいえば科学を成り立たせている根拠に関係したことである．

私は先に“現代科学の一視点：宇宙論”と題した巻頭言を本誌に書いた（本書前ページ）．その動機であった宇宙のビッグバンと素粒子物理の関連した研究の，その後の急激な展開には目を見張るものがあった．そのなかで，現在の素粒子の法則をより一般的な法則の特殊な現われとみなす考えがいっそう顕著になってきた．そして，特殊化前の高い対称性をもつ統一理論が追求され，“対称性の破れ”という特殊化を担うのがわれわれの宇宙の進化だという見方が今では完全に市民権を得ている．この5,6年でのこの考え方の浸透の速さは，一抹の不安さえ覚えるほどである．

ともかく現状に勇気づけられて，こうした研究の展開がもつ意味をさらに考えてみる．まず，敢えて誤解を生ずるような言い方をすれば，素粒子物理もこの“膨張宇宙”の“風土記”にすぎないといえる．物理学は科学の中で最も普遍性を誇りとしてきたものであり，その中でも物質の基礎的存在である素粒子の研究は最も普遍性のある法則を追求している．それを地方別の特徴を記す風土記と呼んだのはアイロニーであるが，先に記した最近の試みは，正にわれわれの宇宙の特殊性をあぶり出そうとしている点で，風土記と共通点もあるのである．

この宇宙の素粒子物理は風土記でも，それを描くための一般的な枠組を同時に探究しているのだから，依然として物理はより高い普遍法則を追い求めていることには変わりないではないか？　という反問がありえよう．その通りである．問題はその先にある．〈“普遍”だったものを“特殊”とみるより高い“普遍”を探し，それをまた“特殊”にする．この際限ないゲームは一体どこまで続くのか？〉，〈このゲームは自然に導かれてやっているのか，人間がつくり出しているのか？〉……といった疑問である．こうした問を古来の哲学問題にあれこれ分類するのではなく，物理はこの問に関し，ある反応を試みているように思える．“秩序形成”，“カオス”，“ゆらぎ”，……等々，数学者との協同で活発な研究分野が最近生み出されている．これは，物理学の側からみれば一種の“ものばなれ”である．もちろん，これらは広範で，雑多な“もの”に役立つことを旗印にしているが，“もの”を離れた方が普遍があるという発想にはちがいない．そこには物質の窮極に迫るといった一本調子の姿勢ではなく，無限のゲームを抜け出ようとする姿勢もみえる．私はこうした姿勢の是否を云々しようとしているのではない．むしろ，素粒子と宇宙のあの無限ゲームも，実は“もの”を離れているのかもしれないという疑念を懐胎するのである．そしてこの疑念が適中したとき，人間は落胆すべきなのか，それとも自らの構想に歓喜すべきなのか？いずれにせよ，物理は柔軟な姿勢を用意しだしたような気がする．

4　宇宙モデルの観測的基礎

成相秀一*・田辺健茲*

EINSTEIN によって基礎をおかれた相対論的宇宙論は，今や火の玉宇宙モデルという一つの実体を確立した．この宇宙モデルがどのような観測によって支持され，このモデルからどのようなことが導き出され，そしていかなる問題点が残っているかについて述べる．

火の玉宇宙について

1917年，EINSTEIN は，自らの手で完成した新しい重力理論である一般相対論を用いて，統一体としての宇宙の構造の解明を試みた．時空構造が宇宙全体の物質分布によって一意的に決まる，という Ernst MACH の考えに深く傾倒していた EINSTEIN が，この問題にまず着手したのは当然のことであった．EINSTEIN の新重力理論は，重力を時空の幾何学的性質によって表現したものであり，質点や光はその時空内の時間的ないしは零的な測地線に沿って運動するというもので，従来の NEWTON の重力理論とは比べものにならないほど斬新かつ豊富な内容をもつものであった．

EINSTEIN は，この理論を宇宙全体に適用するにあたって，二つの大胆な仮定をおいた．一つは通常，宇宙論原理と呼ばれる，空間は一様かつ等方的である，というものであり，他の一つは，宇宙は時間的に変化しない(静的である)というものであった．そのようにして EINSTEIN は，空間の曲率が正である場合に限って，無限遠方での境界条件をおくことなしに静的な宇宙モデルを得たのである．しかしながら彼は，宇宙を静止させるために，重力場の方程式に宇宙定数 λ というものを導入するという犠牲を払わねばならなかった．おまけにこの静的宇宙モデルは不安定である，という欠陥をもっていたのである．

一方，1922年に FRIEDMANN は，空間の一様・等方性を仮定し，宇宙定数 λ の有無にかかわらずに EINSTEIN 方程式の膨張解を発見した．

1929年，HUBBLE は銀河の後退速度がわれわれの銀河からの距離に比例する，といういわゆる HUBBLE の法則を発見した．この事実は，FRIEDMANN の膨張宇宙モデルの予言するものを表わしており，ここに到って宇宙は進化するものである，という画期的な認識の1ページが開かれたのである．

しかしながら，HUBBLE の法則を観測的土台とした FRIEDMANN の宇宙モデルは重大な欠陥をもっていた．それは，このモデルから得られる宇宙年齢が，最も古い天体である球状星団の年齢はおろか，地球の年齢よりも短いということであった．このような欠陥に対して，1948年，BONDI と GOLD[(1)] および HOYLE[(2)] が定常宇宙論を提唱した．彼らによれば，われわれの大宇宙は膨張運動をしつづけているにもかかわらず，その内部でたえず物質が創成されているおかげで，時間的に定常(したがって宇宙の平均密度は時間的に一定)である．

ところが1950年に，HUBBLE の法則の比例定数のきめ方に誤りがあったことが BAADE[(3)] によって指摘され，修正の結果，宇宙年齢は長くなり，上に述べた欠陥は除去されることになった．

1964年，PENZIAS と WILSON[(4)] は，マイクロ波領域の宇宙電波を調べていて，宇宙から等方的にふりそそぐ，2.7 K の PLANCK 分布をもつ黒体輻射を発見した．これは，かつて GAMOW[(5)] が予言していた宇宙初期の火の玉(宇宙初期は高密度であるばかりでなく，高温でもあったという状態)の名残りであることが指摘され，ここにおいて定常宇宙論は事実上否定され，火の玉宇宙モデルが勝利を収めることになった．この宇宙黒体輻射の発見によって，PENZIAS と WILSON に1978年度の NOBEL 物理学賞が授与されたことは記憶に新しい．

ところで火の玉宇宙論では，われわれが現在知っているもろもろの元素や天体，特に銀河や銀河団が宇宙進化のある時期に何らかの原因で生じたと考えなくてはならない．なぜなら，宇宙の初期は局所的な構造が何もなかったから，後者は一定の起源をもたざるをえないのである．この火の玉宇宙モデルは，ヘリウムの合成という点からも支持されることになった．すなわち，宇宙には重量比にして25%から30%のヘリウムが存在しており，これは宇宙初期のヘリウム合成期における宇宙が一様・等方的であったことで説明されるのである．

他方，銀河の形成については，宇宙初期に存在したであろう密度や速度場のゆらぎが“たね”になって，ある

* Hidekazu NARIAI, Kenji TANABE 広島大学理論物理学研究所

種の不安定性の結果，銀河ができたと考えなければならない．というのは，もし初期のゆらぎが統計的に生じたものとすれば，重力不安定性だけで，約100億年の宇宙年齢内に密度ゆらぎが十分成長することは不可能だからである．

また，この火の玉宇宙モデルは，出発点において密度が無限大であったという特異性をもっている．この特異性は不可避なものか，それとも等方性あるいは一様性の条件をゆるめることによって除去できるものか，等々の研究が行なわれてきて，現在もなお進行中である．

この小論では，火の玉宇宙モデル(あるいはbig bangモデル)の特性を観測とのかかわりあいを中心として述べよう．

FRIEDMANN 宇宙の性質

前節でも述べたように，FRIEDMANN の得た膨張解はWEYL の仮説(宇宙を構成する基本的な“粒子”としてのすべての銀河の世界線が共通の1時空点から出ているとみなされること)と空間の一様・等方性を仮定して，EINSTEIN の重力場の方程式を解いて得られたものであり，これが HUBBLE の法則を表現するものとされている．この節では，宇宙定数 λ が 0 の場合における FRIEDMANN の膨張解の特性，ならびに観測との関係を簡単に述べたい．

WEYL の仮説と空間の一様・等方性とは，銀河の運動と空間分布の様子と関係している．銀河は clustering の傾向はあるものの，大域的には一様かつ等方的に分布しているとして差し支えない．このような一様かつ等方的な宇宙を表現するメトリック(線素)は次の形で表わされる：

$$ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j = c^2 dt^2 - a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right] \tag{1}$$

ここで，$a(t)$ は宇宙の膨張(収縮)を表わすスケール因子と呼ばれるものであり，k は空間の曲率の符号を表わす($k=1$: 閉じた空間，$k=0$: 平坦な空間，$k=-1$: 開いた空間)．

このメトリックを用いると，$\lambda=0$ としたときの EINSTEIN の重力場の方程式は

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho \tag{2}$$

$$\rho + 3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)(\rho + p/c^2) = 0 \tag{3}$$

ただし ρ は密度，p は圧力を表わす．

ここで，r(=一定)に位置している光源から出て，$r=0$ にいる観測者へ到達する光線($ds^2=0$)を考えよう．時刻 t_1 において発する光源の波長を λ_1，時刻 t_2 において観測されるその光の波長を λ_2 とすると，それらの間には次の関係が成り立つ．

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{a(t_2)}{a(t_1)} \tag{4}$$

したがって，赤方変位 $z \equiv (\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_1$ を用いて(4)を表わせば次式が得られる．

$$z + 1 = \frac{a(t_2)}{a(t_1)}$$

また，時空内の1点に固定された質点(銀河)までの距離 l は，近似的に，$l = ar$ で表わされるから，銀河の後退速度 $v = dl/dt$ は，HUBBLE の法則

$$v = Hl;\ H \equiv \dot{a}/a : \text{HUBBLE の膨張係数} \tag{6}$$

(H の現在値 H_0 を HUBBLE 定数と呼ぶ)

を表わす．

現在($t=t_0$)のように，物質に比べて輻射の存在が無視できる場合($p/c^2\rho \cong 0$)には，EINSTEIN 方程式(2)，(3)から導かれる FRIEDMANN 方程式の解を次のように表わすことができる．

$$\begin{cases} \begin{cases} a = \frac{1}{2}K(1-\cos\xi) \\ ct = \frac{1}{2}K(\xi - \sin\xi) \end{cases} & (k=1) \\ a = \left(\frac{9}{4}K\right)^{1/3}(ct)^{2/3} & (k=0) \\ \begin{cases} a = \frac{1}{2}K(\cosh\xi - 1) \\ ct = \frac{1}{2}K(\sinh\xi - \xi) \end{cases} & (k=-1) \end{cases} \tag{7}$$

ここで，$K \equiv \frac{8\pi}{3}\cdot\frac{G\rho}{c^2}a^3 =$ 一定．

この結果からわかるように，正曲率空間ならば宇宙は振動型，ゼロ曲率および負曲率空間ならば宇宙は永遠に膨張しつづけるのである．

次に，現在時における減速パラメータ $q_0 \equiv -(\ddot{a}/aH^2)_0$ (添字0のついた量は現在($t=t_0$)における値)を導入すると，解(7)に対応して次の関係が得られる．

$$(2q_0 - 1)H_0^2 = \frac{kc^2}{a_0^2} \tag{8}$$

$$2q_0 = \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_0 \tag{9}$$

(8)式より，曲率の符号は減速パラメータ q_0 が 1/2 より大きいか小さいかによってきまるのである．さらに，それは現在の宇宙の平均密度 ρ_0 と HUBBLE 定数 H_0 とによって決定されることがわかる．

ここで H_0, q_0, および ρ_0 の算定に関して若干述べる．

H_0: これは HUBBLE の法則を表わす比例定数であるか

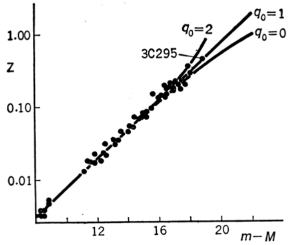


図 1　赤方変位・等級関係．3C 295 は z が最も大きい銀河の一つ．

ら，赤方変位が測定できる銀河までの距離の決定ができればよい．問題の距離算定法は，(1)ケフェウス型変光星ないしは，(2)局所銀河群にある最も明るい星を距離指標として用いる，ということに基礎をおいている．現在得られている最も信頼すべき値は

$$H_0=55\pm7\ \mathrm{km\ sec^{-1}\ Mpc^{-1}}$$

となっている．

q_0：この値の算定は，H_0 に比べてはるかに難しい．今のところ，最も有効な方法は(6)式を精密化した赤方変位・等級関係：

$$m-M=25-5\log H_0+5\log cz +1.86(1-q_0)z \qquad (10)$$

m：実視等級，M：絶対等級．

が代表的であろう．この関係と，得られた観測値とを示したものが図 1 である．これから得られる値は

$$q_0=1.2\pm0.4$$

となるが，他の方法を用いると，一般に q_0 の値は 1 よりもかなり小さい．しかし，測定誤差も大きく，その上に光源の進化による M の変化も効いてくるので，q_0 の値から宇宙の曲率の符号を決定することは，今のところ極めて難しいといわざるをえない．

ρ_0：$k=0$ の場合の密度を ρ_{cr} で表わすと，(8), (9)式より

$$\rho_{cr}=4\times10^{-30}(H_0/50)\ \mathrm{g\ cm^{-3}}$$

となる．この値と ρ_0 とを比較してみよう．

まず，輻射の存在が無視できるような宇宙において物質はすべて銀河に含まれるものだけであると仮定すると，銀河の総数から決まる密度 ρ_g は

$$\rho_g\cong3\times10^{-31}(H_0/50)\ \mathrm{g\ cm^{-3}}$$

となり，この場合は宇宙を閉じさせることができない．

一方，かみのけ座の銀河団のように，力学的に安定な集団の性質を利用して平均密度を求めても，$\rho=2\times10^{-30}$ g cm^{-3} となって，やはり ρ_{cr} よりも小さく，開いた宇宙になるのである．

最近，アメリカの観測衛星 HEAO 1 号によって得られたデータから，銀河間空間に大量の高エネルギーX線源の存在を確認したという情報が入った．それによると，このような物質の存在によって，宇宙の平均密度は ρ_{cr} より大きくなり，$k=1$ の場合の宇宙を実現することになるのだということである．ただし，この情報を文字通りに受け取るのは早計であると思われる．

宇宙黒体輻射と火の玉宇宙の歴史

1964 年に PENZIAS と WILSON によって発見された，2.7 K の PLANCK 分布をもつ，等方的なマイクロ波輻射は，その起源が局所的なものとして説明することは不可能なので，宇宙初期が高温であったこと(火の玉)の名残りとして解釈されるようになった．この輻射の発見が，火の玉宇宙の現実性を裏書きして以来，宇宙初期の諸問題についての研究が活発に行なわれるようになった．

まず，EINSTEIN 方程式(2), (3)の右辺で，ρ および p は物質部分と輻射部分との和である．すなわち

$$\rho=\rho_m+\rho_r,\qquad p=p_m+p_r$$

ただし，$(p_m/c^2\ll)\rho_m\propto a^{-3}$，$(3p_r/c^2=)\rho_r\propto a^{-4}$

なお，輻射密度 ρ_r と輻射温度 T_r(その現在値 $(T_r)_0=2.7$ K) との間の関係は

$$\rho_r=bT_r^4,\quad b=7.56\times10^{-15}\ \mathrm{erg\cdot cm^{-3}\ K^{-4}}$$

以上のことから，次の図 2 が得られる．ここで t_{eq} は $\rho_m=\rho_r$ の時刻，t_{rec} は $T_r\cong4{,}000$ K となって，それまでプラズマ状態にあった物質が中性化(物質が電子と再結合)する時刻である．また t_{He} は $T_r\cong10^{10}$ K となる時刻で，$t\simeq t_{He}$ でヘリウムが合成されると考えられる．これらの特徴的な時刻は通常，赤方変位 z を用いて表わされ，そ

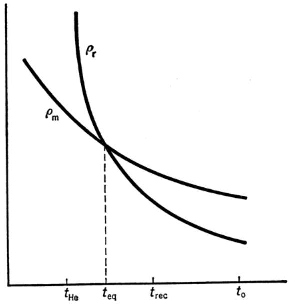


図 2　火の玉宇宙における物質密度 ρ_m と輻射密度 ρ_r の時間変化．

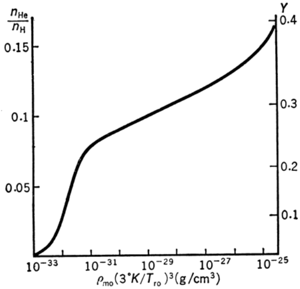


図 3　ヘリウムの重量比(Y)と現在の物質密度$(\rho_m)_0$との関係．n_{He}/n_H は水素に対するヘリウムの個数密度比．

れぞれ，次のように与えられる：

$$z_{He}\simeq 10^{10},\quad z_{eq}=4\times 10^5\Omega,\quad z_{rec}\cong 10^3$$
$$(\Omega\equiv\rho_0/\rho_{cr})$$

また，火の玉宇宙モデルでは，十分過去のある時期においては，高温・高密であったから，熱核反応によって元素の合成の可能性がある．特にヘリウムの場合は，上にも述べたように，温度が 10^9 K と 10^{10} K の間にあるとすれば，密度の値によってきまるある割合の ^{4}He が合成されるのである．たとえば，$\rho_{m_0}=10^{-30}$ g cm^{-3} とすると，$\rho_m(t_{He})=10^{4.8}$ g cm^{-3} となり，この場合，図 3 よりわかるように，約 27% のヘリウムが合成されることになる．この値は，種々の天体から観測されるヘリウムの存在量が 25%〜30% であることとよく一致しているため，火の玉宇宙のもう一つの有力な証拠となっている．

以上のことから，$t=t_{He}$ 以後の宇宙は一様かつ等方的であるとみなしてよいであろう．

宇宙初期と銀河の形成

火の玉宇宙モデルでは，天体，特に銀河や銀河団の形成が重要になってくる．銀河がいつ，どのようなメカニズムで誕生したか，という問題はまだ明確な解答を得るにはほど遠いといわざるをえないが，これまでの研究の成果をいくつか紹介しよう．

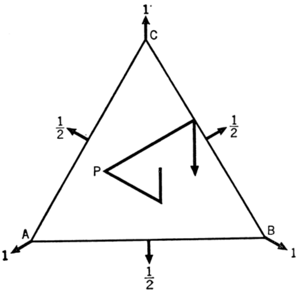
ゆらぎ：膨張宇宙において，ゆらぎが重力的にどのように成長するか(これを重力不安定と呼ぶ)は，LIFSHITZ[(6)]によって研究された．彼は，メトリック・テンソル g_{ij}((1)式参照)のゆらぎ $h_{ij}=\tilde{g}_{ij}-g_{ij}$ ($\tilde{g}_{ij}$ はゆらいだ宇宙のメトリック・テンソル)が時間とともにどのように変わるかを，$h_{i0}=0$ という座標条件のもとで，線型近似の枠内で求めた．その結果，h_{ij} は密度波モード，回転波モードおよび重力波モードに分解され，それぞれのモードの時間的変化が得られた．そのうちの密度波モードから，密度のゆらぎの成長は時間のベキで表わされることが示されたのである．それゆえ，宇宙の初期が完全に一様・等方で，熱的ゆらぎだけが許されるものとすれば，銀河の質量程度の密度ゆらぎは

$$\delta\rho/\rho\propto 1/\sqrt{N}=10^{-34}(N\text{ は粒子数})$$

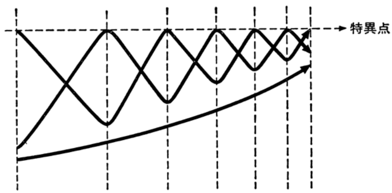
であるから，この種の密度ゆらぎが宇宙年齢の間に 1 程度の大きさになるためには，ゆらぎの発生した時刻が核子密度よりも高密の時刻でなければならず，非現実的であるといわざるをえない．したがって，宇宙初期が厳密に一様であるとすると銀河は誕生しえない．つまり，銀河が生まれるためには，宇宙初期に，初めから何らかのゆらぎが存在した，と仮定しなければならない．そのような初期ゆらぎの種類によって，銀河形成の理論には，乱流説と重力不安定説とがある．

乱流説：銀河は，その形状からもわかるように，角運動量をもっている．銀河の直径が 100 kpc，銀河間の平均距離が 10 Mpc であるから，宇宙が現在の約 100 分の 1 の大きさであった時期($z\simeq 100$)以前では，銀河同士は接し合って，あたかも乱流のごとき様相を呈していたであろう．このように，銀河は乱流から生まれたのではないか，という考えはすでに 1940 年代から 50 年代にかけて，VON WEIZSÄCKER[(7)]，GAMOW[(8)]，そして成相[(9)]によって研究された．当時，宇宙黒体輻射の存在はまだ知られていなかったので，銀河の回転速度を説明できるような強い乱流は超音速流であるから，宇宙初期に存在していたとしても，衝撃波を発生して急速に減衰してしまうのである．ところが，宇宙黒体輻射の発見により，膨張宇宙初期の $t=t_{rec}$ 以前に存在するような乱流はプラズマ状態にあるから，輻射と物質が結合して，あたかも一流体のように振舞うので，上に述べたような強い乱流も亜音速流であると考えられる[(10)]．したがって，このような乱流は銀河形成時まで存在しつづけるであろうと推定されるのである．しかし，この点に関しては厳密な解析が必要であり，目下研究が進められているところである．また，乱流説に立つと，銀河の角運動量と質量の関係もうまく説明できることがわかった．しかしながら，$t\cong t_{rec}$ の時期における decoupling の効果が，銀河の質量より大きなサイズの渦の運動まで散逸させてしまう，という指摘もあるので，乱流説が銀河の起源を説明するには到っていない．

重力不安定説：これは，乱流説とは対照的に，銀河の起源を原初の密度ゆらぎにあるとする考え方である．これは，主として，アメリカの PEEBLES[(11)] らの派とソ連の ZEL'DOVICH[(12)] らのグループに分かれるが，前者は密度ゆらぎが成長してできた銀河サイズの塊りが，潮汐力



(a)



(b)

図 4　(a)ポテンシャル障壁と代表点Pの運動. (b) メトリック(10)で表わされた宇宙の3軸方向の長さが特異点に近づく様子を表わした図.

によって回転運動をひきおこす，という考え方であり，また後者は，銀河団程度の大きさの密度ゆらぎが成長してパンケーキ型になり，これが重力崩壊する．そのときに発生する衝撃波によって回転運動も生じるであろう，というものである．しかしながら，前者は潮汐力では十分に大きな回転運動は得られない，という難点があり，また，後者も上述の重力崩壊がおこる時期に任意性があるために，銀河の特性を説明するにはほど遠いのである．

宇宙初期が火の玉状態であったことが明らかになった以上，銀河形成の問題は宇宙進化論における重要課題の一つである．しかしながら，この問題はゆらぎの非線型的な効果の取扱いの困難さとかかわってくるので，解決にはなお時間を要するものと思われる．

ところで，宇宙初期のゆらぎの観測的証拠は，宇宙黒体輻射の小さなスケールでの温度ゆらぎを求めることから得られる．この観測は，最初 CONKLIN および BRACEWELL(13) によって $(\Delta T/T_r)_0 \lesssim 2\times10^{-3}$ という値が得られ，最近では，ソ連の PARIJSKIJ(14) が RATAN 600 を用いて $(\Delta T/T_r)_0 \lesssim 10^{-4}$ という値を得ている．この数値は，初期の速度あるいは密度のゆらぎの大きさの上限を与えるものではあるが，宇宙黒体輻射の2次加熱がおこったとすると，ゆらぎの上限を与えるものではなくなるのである．

なお，銀河の起源と関係して，宇宙初期に初めから，かなりの密度ゆらぎがあったとして，そのために宇宙初期に質量が 10^{-5} g 以上のブラックホールが大量に形成された，という説が HAWKING(15) によって提唱された．そして，このようなブラックホールはトンネル効果によって，小さいものほど速く蒸発するが，核子ほどの大きさのものになると，非常に強い γ 線を放出することが予想される(16a)．最近，PORTER と WEEKES(16b) は γ 線の巨大な検出器を用いて，この原始ブラックホールの“爆発”をとらえようとしている．成功すれば，画期的な成果を得ることになるであろう．

非等方宇宙と時空の特異性

WEYL の仮説と空間の一様・等方性という二つの仮定を基盤にした FRIEDMANN 宇宙は，$t=0$ の瞬間に密度および時空のスカラー曲率が無限大になるという特異性をもっている．LIFSHITZ と KHALATNIKOV(17) とは，宇宙初期が一様でも等方的でもなかったとすることによって，この困難を克服しようとした．しかしながら，その後になって，宇宙を構成する物質が“エネルギー条件”(流体近似を用いれば，$c^2\rho+3p\geq0$)を満たし，さらに，時空内で“因果律”(光子や質点の世界線に対して，時間の前後関係がついていること)が成り立つならば，一般相対論に立脚した宇宙モデルは必ず時空の特異点をどこかに含むことが証明された．HAWKING(18) によるこの特異点定理の出現をみるや，BELINSKI, KHALATNIKOV および LIFSHITZ(19) は，当初の方針を変更して，特異点近傍における一様・非等方宇宙のふるまいの研究に移った．

ところで，一様にして非等方な宇宙に対するメトリックは9種類の BIANCHI タイプに分類できる．特に，タイプI，IXおよびVのメトリックは，$k=0, 1, -1$ なる3種類の FRIEDMANN メトリックの拡張になっている．

以上の9種類の一様・非等方宇宙のうちで，特異点近傍でのふるまいが特におもしろいのは，タイプIXの場合である．KHALATNIKOV らの方法と物理的に同等とみなしてよい，重力場の ADM(ARNOWITT, DESER, MISNER)(20)-正準形式論に立脚した MISNER(21) の研究によると，タイプIX宇宙のふるまいを表示する単位1の速さをもった“代表点”P(図4a参照)は，時間の流れと逆向きに特異点に近づくにつれて，単位1/2の速さで拡がりつつある正三角形状のポテンシャル障壁につぎつぎとぶ

つかってゆく．ポテンシャルの壁(AB, BC, CA)のごく近くを除けば，この宇宙のメトリックはKASNERメトリック(真空場に対する重力場の方程式を満たす！)：

$$ds^2=c^2dt^2-\sum_{i=1}^{3}(t/t_0)^{2p_i}(dx_i)^2 \qquad (10)$$

(ただし，p_i は $p_1+p_2+p_3=p_1^2+p_2^2+p_3^2=1$ を満たす定数，t_0 は任意の時間定数)で近似できることに注意すべきである．"代表点"のポテンシャルの壁との相続く衝突をメトリック(10)でみると，この宇宙は激しく振動しながら徐々に特異点に近づいていく(時間の流れに逆行して考えて！)ことを意味している(図4(b)参照)．

それでは，膨張がはじまった瞬間における特異点の出現は，現代物理学ではどうにもならない代物であろうか? HAWKINGの定理の一般性に信をおく研究者たちはそう考えているが，この定理の現実性を疑う人もないわけではない．何となれば，この定理は重力場や物質場が古典的な実在だとして証明されたのに反して，特異点の発生が問題になる火の玉宇宙の初期は，少なくとも物質場は量子論的に大きくゆらいでいたはず(この時期には，量子化された物質場を源泉とする古典論的な重力場を考えなければならない！)だからである．この点に関連して，膨張宇宙初期における物質場の量子化の問題が最近脚光をあびつつあることを指摘しておきたい．

EINSTEINによって基礎づけられ，第一歩をふみ出した相対論的宇宙論は，このようにして，現在では多様な内容と可能性を秘めていることを明らかにした．その基礎となっている一般相対論とWEYLの仮定および空間の一様・等方性の仮定の二つは，現在の宇宙の構造や，宇宙の進化についていくつかの事実を説明することに成功している．しかし，なお解明されていない問題のなかには，EINSTEINの置いた基礎に対する変更の必要性のあるものもないわけではない．しかしながら，このように多くの成果をもたらしたEINSTEINのおいた土台は，やはり今後とも宇宙論研究の中心的な存在でありつづけるであろう．

文　献

(A) 一般相対論に関する教科書
C. MISNER et al.: Gravitation, Freemann (1973); L. D. LANDAU & E.M. LIFSHITZ: The Classical Theory of Fields, 4th English Edition, Pergamon Press (1975)

(B) 宇宙論に関する教科書
P.J.E. PEEBLES: Physical Cosmology, Princeton Univ. Press (1971); M.P. RYAN Jr. & L.C. SHEPLEY: Homogeneous Relativistic Cosmology, Princeton Univ. Press (1975)

(C) 最近の宇宙論に関するレビュー
Progress of Theoretical Physics Supplement No. 49 (1971) 'Evolution of the Universe and Formation of Galaxies'; I.A.U. Symposium No. 63, 'Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data', D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland (1974)

(D) 本文中の引用文献

(1) H. BONDI & T. GOLD: M. N*., **108**, 252 (1948)
(2) F. HOYLE: M. N., **108**, 372 (1948)
(3) W. BAADE: Trans. of IAU, **8**, 397 (1952)
(4) A. A. PENZIAS & R. W. WILSON: Astrophys. J., **142**, 419 (1965)
(5) G. GAMOW: Phys. Rev., **74**, 505 (1948)
(6) E.M. LIFSHITZ: J. of Phys. USSR, **10**, 110 (1946)
(7) C.F. VON WEIZSÄCKER: Astrophys. J., **114**, 165 (1951)
(8) G. GAMOW: Phys. Rev., **85**, 251 (1952)
(9) H. NARIAI: Sci. Rep. Tohoku Univ., **39**, 213; **40**, 40 (1956)
(10) L.M. OZERNOI & A.D. CHERNIN: Soviet Astron. -AJ, **11**, 233 (1967); **12**, 901 (1968); H. SATO et al.: Prog. Theor. Phys., **43**, 115 (1970)
(11) P.J.E. PEEBLES: Astrophys. J., **155**, 393 (1969)
(12) Ya. B. ZEL'DOVICH & R.A. SUNYNAEV: Astron. and Astrophys., **20**, 189 (1972)
(13) E.K. CONKLIN & R.N. BRACEWELL: Nature, **216**, 777 (1967)
(14) Yu. N. PARISKII: Soviet Astron. - AJ, **17**, 291 (1973)
(15) S.W. HAWKING: M.N., **152**, 75 (1971)
(16a) B.F. CARR & S. W. HAWKING: M. N., **168**, 399 (1974)
(16b) N.A. PORTER & T.C. WEEKES: Sky and Tel., **55**, 113 (1978)
(17) E.M. LIFSHITZ & I.M. KHALATNIKOV: Adv. in Phys., **12**, 185 (1963)
(18) S.W. HAWKING & R. PENROSE: Proc. Roy. Soc., **A 314**, 529 (1970)
(19) V.A. BELINSKI et al.: Adv. in Phys., **19**, 525 (1970)
(20) A. ARNOWITT et al.: in 'Gravitation: An Introduction to Current Research', edited by L. WITTEN, John Wiley and Sons, Chap. 7, **227** (1962)
(21) C.W. MISNER: Phys. Rev., **186**, 1319 (1969)

*M. N. は Month. Notices of Roy. Astron. Soc. の略

追　記

この小論が書かれてから8年が経過した．その間に，宇宙論の観測上重要な発見が二つあった．一つは宇宙黒体放射の大角度非等方性(双極子的異方性)であり[1]，ほかの一つは超銀河団ならびに空洞(void)の存在である[2]．これらの発見はしかし，宇宙論の観測的基礎に深刻に影響するというよりはむしろ，その解釈は火の玉(big bang)宇宙モデルの枠内で理解されるのが妥当である，というのが現在の考え方である．

文　献

(1) P. M. LUBIN et al.: Phys. Rev. Lett., **50**, 616(1983)
(2) J. EINASTO et al.: MNRAS, **193**, 353(1980)

5 重力崩壊とブラック・ホールの物理学

佐 藤 文 隆*

ブラック・ホールに関する解説はすでに多くなされており[1]，また近接連星型X線星の観測によるブラック・ホール探究の最近の発展についても詳しい報告がある[2]．そこで本稿では主に，この問題を物理学，特に素粒子論との関連において，最近の理論的発展を概観してみることにする．

一般相対論と重力崩壊問題の歴史

1975年で50周年の量子力学より，10年も古い歴史を持つにもかかわらず，一般相対論は現在の物理学の中にほとんど滲透していない．特殊相対論完成の余勢をかって，RIEMAN幾何学という数学に導かれて，EINSTEINの頭の中であみだされたこの理論は初めから比較すべき現象に乏しかった．弱い重力中での一般相対論の実験的検証はいくつかあるが，この理論の根本思想である重力の幾何学化という核心は“強い重力”においてしか明白にならない．1920年代における膨張宇宙の発見が一時期この理論に活躍の場を与えたが，宇宙論の観測的研究は遅々としており，理論と実験の調和のとれた発展はできなかった．そして1930年前後に現われた課題が星の重力崩壊であった．この問題は量子力学，核物理学の勃興という物理学黄金時代の一つの副産物といえる．星のエネルギー源が基本的には解明され，核エネルギーを使い果した星が冷却して何になるかという星の終末の問題が新たに提起された．当時，天文学の謎とされていた白色矮星という高密度星の構造がまず解明された．1926年，FERMI-DIRAC統計が出された直後に白色矮星は電子の量子的縮退圧によって支えられた星であることをFOWLERが明らかにした[3]．そしてまもなくCHANDRASEKHARとLANDAUは白色矮星の質量には上限があることを理論的に明らかにした[4]．この結論は重大なことを意味している．なぜなら，この上限質量より重い星は，核焼燃後，平衡な星にならずどこまでも縮んでいくことになるからである．これが重力崩壊の問題である．中性子の発見後1,2年して，電子の代りに中性子の縮退圧力で支えられた中性子星が理論的可能性として考えだされたが，上限質量が存在するという事情は同じであった．しかし，中性子星は次の2点で白色矮星の問題にない新しい要素を含んでいた：(イ)一般相対論的重力，(ロ)原子核内の密度より高密な物質状態．1939年，OPPENHEIMER達は中性子星の重力平衡と星の重力崩壊とを一般相対論を用いてはじめて研究し[5]，(イ)の問題で先鞭をつけた．(ロ)は現在の物理学にとっても未知の問題である．

“星の終末”という天文学上の問題に対して，1930年代の物理学は白色矮星，中性子星そして無限の重力崩壊という三つの行先をすでに明らかにしていた．重力崩壊の理論的必然性の重みを認識した人は当時は数少かったが，恒星内部構造論の開拓者であるEDDINGTONはこの結果の深刻さに当惑した1人である．重力崩壊は強い重力を出現させるから，それは正に一般相対論が活躍すべき格好の舞台であった．しかしこの理論的結論とタイアップする天体は長い間発見されなかった．

1960年代は新しい天体発見の時代であったが，その中で理論的予言に対応する天体がパルサーやX線天体として発見されてきた．一般相対論は重力崩壊問題を通じて活躍すべき場を再び得たのである．さらに種々の実験技術の進歩は弱い重力での精密実験の枠を拡げ，また素粒子論も基本的相互作用の統一理論を作る観点から一般相対論に対する関心を深めている．こうして一般相対論に対する関心は現在かつてないほど高まっているといえる．

物質と時間・空間

重力崩壊と一般相対論の関係を強調したが，より正確に両者の関係を見ておく．まず注意すべきことは重力崩壊の必然性は一般相対論の結果によるものでないことである．一般相対論を離れても，特殊相対論とニュートン重力の範囲内で重力平衡の上限質量は存在する．重力の万有引力性と物質の固さに制限を置く特殊相対論の原理とが重力崩壊をひきおこすといってよい．したがって，現在もまだ未知の超高密度の物質状態でも万有引力と特殊相対論が正しいかどうかが，重力崩壊必然性の結論を変更させるかどうかに関係している．星のような巨大な物体が本当に無限に小さく縮むのか？ もちろん，物理学では数学的無限は意味がないとすれば，どの程度縮んで止まるのか？ こういう問は一般相対論とは無関係にあることを強調しておく．

重力の効果を時空構造として把える一般相対論でこの重力崩壊を扱うことは，物質の固さだけに目を向けて収縮するかどうかを考えるやり方とは違った観点を導入す

* Humitaka SATO 京都大学基礎物理学研究所

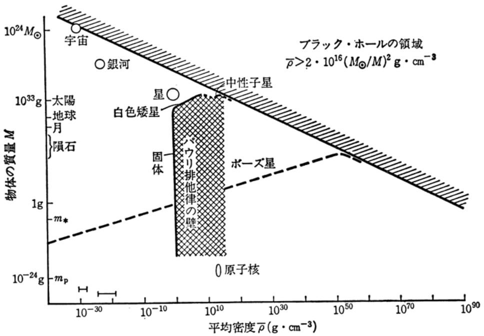


図 1　物質の質量と平均密度の関係．質量 M の物体を収縮させて平均密度を(2)式で与えられる密度以上にするとブラック・ホールになる．

る．この観点によれば重力崩壊は物質の圧縮過程であるとともに時空の改造過程である．時空自体が可変な物理的実体であり，エネルギーを担っている．時空の変化は物質のエネルギーがなくても時空自体のエネルギーに支配されておこる．この結果，時間的発展は物質の性質の詳細によらずに決まる場合がある．後でふれる特異点定理やブラック・ホール時空構造などがその例であり，重力崩壊問題にある種の簡単化を持込む．

それでは物質の問題は避けて通れるかといえばそうではない．一般相対論を前提とすれば物質の性質の詳細によらないという意味であって，一般相対論の原理自体がどこまで正しいかが問題だからである．例えば，一般相対論でも物質理論でも局所的には同じ特殊相対論的時空概念を基礎にしている．一方，この概念が素粒子より小さい微視的時空に対しては正しくないかもしれないとする議論がある．そのスケールをいま l_0 と書く．一方，一般相対論では，重力崩壊の結果できるブラック・ホール時空の変化する最少スケールは GM/c^2(M: 質量，G:重力定数)のオーダーである．いま l_0 の限界を重力場変化のスケールにおけば $M\sim c^2l_0/G\sim10^{13}(l_0/10^{-16}\mathrm{cm})$g 以上でのみ正しいという制限になる．しかし，さらにきびしく，物質の概念が l_0 からきまるエネルギー密度 $\rho_0\sim\hbar c/l_0^4$ 以上で変更をうけるとすれば

$$\frac{GM}{c^2}\sim\frac{G\rho_0}{c^2}\left(\frac{GM}{c^2}\right)^3 \qquad (1)$$

から，$M\sim10^{29}(l_0/10^{-16}\mathrm{cm})^2$g 以上でなければならないという制限となる．このように小さい質量のブラック・ホールほど，現在の物理学の枠からはみ出た状態を想定しなければならない．しかし現実に問題になっているのは星($M\sim10^{33}$g)の重力崩壊でできるものであり，物質状態の面からいっても現在の物理学のフロントから少しだけはみ出した領域，まさに現在の物質の構造論が探究しつつある領域と偶然一致した領域が問題になってくる．

もし，l_0 のような制限がなければ一般相対論的概念は重力場自体の量子効果がきいてくるまで正しいことになる．その限界はスケールでいって PLANCK 長さ $l_*=\sqrt{G\hbar/c^3}\sim10^{-33}$cm，質量でいって PLANCK 質量 $m_*=\sqrt{\hbar c/G}\sim10^{-5}$gである．

重力崩壊と星の終末

球対称で質量 M の物体が半径 $2GM/c^2$ 以下に収縮すればブラック・ホールになる．すなわち平均密度 $\bar{\rho}$ を

$$\bar{\rho}=\frac{M}{\frac{4\pi}{3}\left(\frac{2GM}{c^2}\right)^3} \qquad (2)$$

以上にすることである．図1には M と $\bar{\rho}$ の関係を示した．温度ゼロの稀薄物体を収縮させれば軽い物体なら必ず個体を作ってそれ以上縮らない．これは分子間力が重力よりはるかに強いからである．この二つの力の大小関係が逆転するのは大体地球質量の物体の場合である．それより重い物体では，固体は押しつぶされほとんど自由になった電子の縮退圧力が重力と均衡することになる．これが木星や白色矮星の状態である．ところが電子の FERMI エネルギーが相対論的エネルギーになると，このガスは“軟らかに”なり，それ以上の質量を支えられなくなる．この上限質量が CHANDRASEKHAR 質量と呼ばれる．ところが高密だと，陽子が電子を吸収して中性子に転じた方がエネルギー的により安定な状態となるため，0.1 $M_{\odot}$ 以上の物体は中性子星となりうる．もちろん，現実に中性子星となるにはこの中性子に転ずる反応がおこる環境が保障されねばならない．

太陽質量程度の星を考えて，半径の違いによる内部の物質状態を考える上で便利な次のような関係を与えておく．

$$\frac{〔\text{太陽半径}〕}{〔\text{白色矮星半径}〕}\sim\frac{〔\text{BOHR 半径}〕}{〔\text{COMPTON 波長}〕}\sim\frac{\hbar c}{e^2}$$

$$\frac{〔\text{太陽半径}〕}{〔\text{中性子星半径}〕}\sim\frac{〔\text{BOHR 半径}〕}{〔\text{YUKAWA 半径}〕}\sim\frac{\hbar c}{e^2}\,\frac{m_\pi}{m_e}$$

図1に PAULI 排他律の壁と記した領域は物質の固さが重力に勝っている領域である．中性子星の密度では核力がきいてくるので圧力を PAULI 排他律による力だけとは見なせないが，それほどの差はない．この領域に質量の上端があるという認識が重力崩壊問題の始まりである．

重力崩壊の“物理的条件”はこの上限質量以上であればよい．したがって大質量の場合には大変稀薄な物質状態でもブラック・ホールになる．この場合には超高密度に伴う問題とか時空概念の l_0 に伴う問題とかは一切ない．そして物質密度の未知と概知との限界密度に対応した質量がちょうど星の質量ぐらいなのである．それでは重い天体はすべてブラック・ホールになるのかといえばそうではない．“物理的条件”の外に宇宙の年限内に現実に縮めるという“宇宙的条件”をも満足せねばならない．縮むためには内部エネルギーを効率よく放出せねばならない．星団や銀河の内部運動は星の運動エネルギーであり，このエネルギー散逸には時間がかかり過ぎるのでブラック・ホールにならないのである．それに反し，重い星は光やニュートリノで効率よく内部エネルギーをかき出すので $10^{6\sim8}$ 年ぐらいの短い時間で収縮できる．この意味では両方の条件を満たす最も確実なブラック・ホール形成過程は星の終末なのである．しかし，重い天体でも縮みやすい特別の状態にあれば大質量のブラック・ホールにいくらでもなれる．銀河中心核や球状星団に存在するかもしれないといわれているブラック・ホールはそのようなものである．それは“宇宙”の問題であって“物理”の問題ではない．

他方，星質量より軽い小さいブラック・ホールの形成を考えようとすれば“物理的条件”の何かを緩めてやらねばならない．PAULI 原理は働かないとしても，量子力学を正しいとすればゼロ点エネルギーに伴う圧力があるのでその圧力で平衡になる．FERMI 星(縮退圧力で支えられた白色矮星や中性子星)と BOSE 星(縮退圧力のない星)[6]の上限質量を比較しやすい形にかくと

$$M_F \sim m\left(\frac{m_*}{m}\right)^3$$
$$M_B \sim m\left(\frac{m_*}{m}\right)^2 \qquad (3)$$

となる．m_* は PLANCK 質量．構成物質の質量 m として核子質量を入れれば $M_F \sim 10^{33}$g，$M_B \sim 10^{15}$g となる．したがって 10^{15}g 以下のものを作ろうとすれば量子力学をも否定せねばならない．

PAULI 原理や量子力学がどの程度高密度まで正しいかという問題は現在の物理学が挑戦しつつある問題である．高密度では物質の基本的構成要素が変ってくるから概念変更はありうる．図1の PAULI 排他律の壁の右側を全て塗りつぶさなかったのはそのためである．われわれの宇宙は膨張宇宙であり，かつて物質は完全に未知の高密度状態に現実にあったのである．その時代の重力崩壊で小さな質量のブラック・ホールができて今日まで残っているかもしれないという可能性を完全に否定はできない．このようなものを原始的(Primordial)ブラック・ホールと呼んでいる[7]．この考えでは，物質の性質は未知でもそれによる重力は同じものだと暗黙のうちに仮定されている．ここで重力相互作用の根源性が問題になるが，最近の素粒子論におけるゲージ(gauge)場による相互作用の統一という傾向からみれば，重力は相当根源的なものと考えてよいかもしれない．

超新星爆発とニュートリノ

重力崩壊に導かれる最も確実な宇宙過程は星の終末であり，より詳細な研究がなされている．上限質量とくらべるべき質量は星全体の質量ではなく，いささか複雑である．星の質量は一定ではなく，巨星段階で表面から放出して減少するし，また近接連星系では質量の交換があるので減少したり，増大したりする．またもう一つ複雑にしている要素は星は巨星段階以後，高密度のコアと稀薄な外層とに分かれ，コアの平衡には外層を無視してもよくなることである．例えば主系列星段階で 30 $M_\odot$ のものが約 10 $M_\odot$ の炭素・酸素コア(He 燃焼でできるコア)を作り，その内の約 2 $M_\odot$ が鉄コアまで燃焼する[8]．ではこの鉄コアの質量と上限質量をくらべて重力崩壊を判定すればよいかというとそうでもない．最後の超新星爆発によって，どれだけの質量を吹き飛ばして身軽になれるかが中性子星か崩壊星(collapsed star)かを決める．

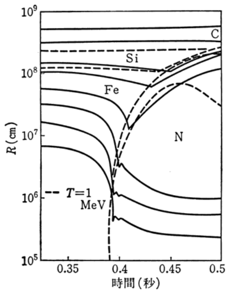
十分に重い鉄コアは鉄核の光分解という吸熱反応により収縮のスタートをきる．FERMI エネルギーの大きい電子は原子核(A, Z)に吸収される．

$$e+(A, Z) \rightarrow (A, Z-1)+\nu_e \qquad (4)$$

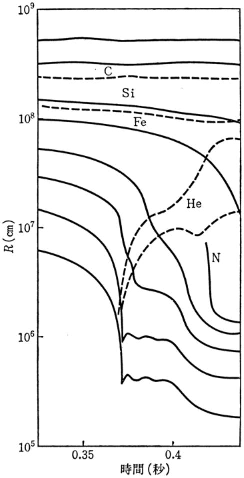
こうして核子の中性子化とニュートリノの放出が進行する．それに続いて次の二つの過程がおこり爆発になる可能性がある．(イ)中性子のコアが形成され，コアの固さ(核力で固くなったというよりは中性子ガスの熱圧の効果)のために落下が急に止められ，その反動で衝撃波が外に向う，(ロ)中心部から放出されたニュートリノが散乱・吸収されるので落下にブレーキをかける力として働く．(イ)，(ロ)が十分強ければ外層の物質を吹き飛ばして爆発となる．そして残ったコア物質が中性子星の上限質量以下なら中性子星となるが，そうでない場合はそのまま押しつぶされて崩壊星となる．この過程の定量的関係は微妙なもので現在でも完全な理論的解答は得られていない．この過程で本質的役割を果すのが，1974 年に発見された中性カレントによるニュートリノ散乱である[9]．これによれば原子核と ν_e(ただし数 10 MeV 以下のエネルギー)が Coherent 散乱をするため断面積が

$$\sigma = a_0^2 A^2 \sigma_0 (E_\nu / m_e c^2)^2 \qquad (5)$$

となる[10]．$\sigma_0 = 1.7 \cdot 10^{-44}\mathrm{cm}^2$，$a_0 = \sin^2\theta_W$ で θ_W は電磁相互作用と弱い相互作用を統一する WEINBERG–SALAM



(a)



(b)

図 2　鉄コアの収縮とはね返り．
実線は各シェルの半径(R)のうごきを表わす．点線は組成のわかれる半径を表わす．鉄コアは鉄核の光分解で He に，He は核子(N)に分解してくる．(a)，(b)は各々(5)式のパラメータ a_0 が 1.0 および 0.2 の場合である．(a)の場合ははね返りがおこるが(b)の場合はおこっていない．a_0 の実験値は 0.2 の方に近い．(J. WILSON による計算)

理論に出てくる WEINBERG 角である．この Coherent 散乱で上記(ロ)の効果が大きくなる．図 2 に WILSON による計算例を示す．加速器実験で得られた a_0 の値では爆発がおこるかどうか微妙である．しかし，この計算はまだ完全ではない．佐藤(勝)は ν_0 はほとんど中心部に捕捉され，縮退した ν_e のコアができ，それが中性子化をさまたげるといった過程の重要性を指摘している[11]．それによれば，ν_e の圧力が大きくなって収縮に早くからブレーキをかけ自由落下するコアを身軽にする効果を生み，爆発をしやすくする．

ここで爆発のエネルギーが重力エネルギーであることを注意しておく．一部が収縮して重力エネルギーを生み，残りを膨張させるというはね返り (bounce) 過程であり，この間のエネルギーのやり取りがうまくいかないと爆発は成功しない．上にのべた理論はこの連携プレーを行なうものとして ν_e の流れとその堆積(deposition)を考えている．もう一つの異った考え方は，上の連携プレーを行なうのは，コアと外層をつなぐ磁場であるとする[11 a]．回転による巻きこみで強められた磁場がその役目をはたすと考える．爆発時のバースト的な ν 流が地上で観測されれば，この問題のより直接的判定ができるであろう．

中性子星の上限質量

圧力を FERMI ガスの縮退圧力，重力を一般相対論とすれば上限質量は 0.7 $M_\odot$ となる[5]．しかし，中心部の密度はすでに核物質のそれ以上であるから核力の効果がきいた不完全気体になっているはずである．そのため核力についての実験的データをもとにした状態方程式が多体問題の手法で計算され[12]，それらに応じた上限質量の計算が多くなされその値は 1.8 $M_\odot$ あたりに集中している．

しかし，中心部での 10^{16}g・cm^{-3} といった密度では物質状態は核子の集合体というよりはハドロンの内部状態が巨視的に拡がった状態と考えた方がよいとする考えもある[13]．最近の素粒子論はハドロンの内部に対して次のような描像を明らかにしつつある．クォーク(quark)は従来の u, d, s に加えて 1974 年末に発見された新粒子を説明するためチャーム(charm) c を加えた多分四つのフレーバー(flavor)を持ち，それら各々がカラー(color)という三つの自由度を持つ．異ったカラーを結びつける力の場としてグルーオン(gluon)というベクトル粒子を考える．ハドロンの質量にはクォークとグルーオンが同程度寄与し，クォーク自体の質量は大変軽く，u, d で数 MeV, s でも 300 MeV 以下だという．c は多分もっと重い．これらを結びつける力は距離とともに減少するものではなく，むしろ引き離すとエネルギーが大きくなるという，バネのような力である．そして電子の deep inelastic 散乱実験が明らかにしたスケーリング則は，構成子は点状であって近距離(高エネルギー)になるほど自由運動のように振るまうことを示している．そしてこの閉じ込めの力が出現しているのは素粒子内部だけで，外部とは物理的に異った“真空”状態にある bag ができているなどと考える．この観点からすれば核力は中性原子間の VAN DER WAALS 力のように 2 次的な力ということになる．

さて以上の描像をもとに高密度状態を考えると，そこでは巨視的スケールの大きな bag ができていることになる．中性子星中心には巨大素粒子ができているといってよい．では，そこではグルーオンの力が巨視的範囲まで達する力となって重力にとって代っているかといえばそうではない．巨大素粒子は全体でカラー荷はゼロになっており，内部でも微視的範囲でこの力はスクリーンされている．これはちょうど全体で中性のプラズマが外部に対して電気力がゼロであるのみならず，プラズマ内部でも DEBYE 半径で COULOMB 場はスクリーンされ，定常な電場は生じないのと同じ事情にある．巨大素粒子内部はクォーク・プラズマ状態にあるといえる．またクォ

ークの小質量とスケーリング則を考え合せれば，こうした物質の状態方程式は，高密度の極限で $P=\rho c^2/3$ という自由気体の相対論的極限に近づくものと考えられる．

いまある密度 ρ_c までは核力からだした状態方程式を用い，そこから極限的な場合に適当につなぐことにして状態方程式を仮定する．$\rho_c=2.3\cdot10^{14}\mathrm{g/cm^3}$ として $P=\rho c^2/3$ につなげば上限値は 2.8 $M_\odot$ となり，また音速が光速という極限的な場合 $P=\rho c^2$ につなげば 4.8 $M_\odot$ となる(14)．

以上はすべて重力を一般相対論とした場合である．重力理論を変えれば上限値も変わる．例えば NEWTON 重力なら FERMI 気体でも 1.2 $M_\odot$ となる(ここで特殊相対論を考慮して運動エネルギーも重力にきかしてあるので，CHANDRASEKHAR 質量から予想される 6 $M_\odot$ とはならない)．また BRANS–DICKE 重力理論では一般相対相論と 1 割も差がない．上限値を大きくするような重力理論の post–NEWTON 近似でのパラメータの取り方も調べられているが，そのような重力理論の提案はまだない．一般相対論を懐疑的に見れば真空中の EINSTEIN 重力方程式は現在のままでも，物質中では現在のと違っているという可能性を考えてもよい．すなわちブラック・ホール時空などは今のままでよいが中性子星の問題では違うといった可能性である．

崩壊星周辺の時空構造

重力崩壊が一般相対論的に完全に解かれているのは球対称の場合だけである．この場合，星の物質はすっぽりと SCHWARZSHILD 面(半径 $r_g=2GM/c^2$ の球面)の中に吸い込まれていく．ただし，遠方の観測者から見れば星の半径は r_g に無限の時間かかって近づくだけである(5)．

現実の重力崩壊は星の回転が起因して球対称から大きくずれてくる．このような一般の重力崩壊の結果どのような最終状態になるかという問題がここ 10 年ほどの間集中して研究されたテーマであった．“特異点定理”と“KERR 時空唯一性定理”がそこで得られた重要な成果とされている．PENROSE と HAWKING により証明された特異点定理はある段階まで重力収縮すればその先に必ず特異点があらわれるという，動的過程の時間的発展に関するものである(15)(16)．ある段階とは trapped surface ができることで，球対称の場合には SCHWARZSHILD 面に星が入ることである．この定理は入ったら途中で止まることなく一点まで収縮すると主張する．物質に対する条件はエネルギーが正であるといったことだけである．

第 2 の唯一性定理は動的な崩壊過程を扱ったものではなく，最終の定常的構造に関するものである．定理自体は“遠方で平坦な境界条件を満たし，中心部での境界が事象の地平面(event horizon)となっており，その間には特異点が存在しない，EINSTEIN 重力方程式の真空解は KERR 解に限られる”というものである．真空解はどこかに特異点を持つから，この定理の条件は“特異点が地平面内に囲まれている”といった方がわかりやすい．この定理は ISRAEL, HAWKING, CARTER, ROBINSON 達により逐次証明が完成されてきたものであって数学的にはっきりした定理である(17)．問題はこの定理を重力崩壊に関係させる部分であり，その点は数学的証明ではなく次のような“哲学的仮定”からきている：特異点が現われれば，そこでは EINSTEIN 理論は不定になり物理的議論ができなくなる．したがって，この理論の枠内におさまる議論をしようと思えば，特異点がたとえ存在しても，外部に影響をおよぼさないようになっておればよい．こうした仮定を cosmic censorship 仮定と呼んでいる(16)．厳密に解かれた球対称の場合には確かにこの仮定に合致している．また，球対称から微少にずれた場合もこの正しさが示されている．しかし，この仮定自体の妥当性についてはこれ以上はわかっていない．しかし，この仮定の持つ偉力は絶大であり，KERR 解だけがブラック・ホール時空の解であるとなるのである．

ブラック・ホールという言葉は広くは崩壊星を総称する述語として現在用いられているが，より限定した意味では上記の仮定のように事象の地平面が存在する特別な時空構造を表わす述語として用いられる(16)．そのような用語でいうなら崩壊星の時空がブラック・ホールになるというのは cosmic censorship 仮定にすぎない．そしてブラック・ホールにならない場合を総称して“裸の特異点”(naked singularity)と呼んでいる．一般の重力崩壊の結果はブラック・ホールか？ 裸の特異点か？ この問題は現在でも結論の得られていないことを注意しておく．ただし，狭い意味でのブラック・ホールは KERR 解で完全に解かれている．WHEELER が“ブラック・ホールには毛がほとんどない(a black hole has no hair)”と表現したように，その性質は質量 M，角運動量 J でもって完全に決定され，それ以上の性質(“毛”)を持ちえない(18)．

富松・佐藤解

1972, 73 年に見出された富松・佐藤解も崩壊星の時空解を正面きって扱ったものではなく，定常で，遠方で平坦時空になるという境界条件のもとでの EINSTEIN 重力方程式の真空解の発見である(9)．回転を含むこのような解はそれまで KERR 解しか知られていなかったから，この解自体がこの方程式の解の研究に有用なものである．筆者達がこの解を重力崩壊問題と関係させて論じたことは，当時 KERR 解唯一性が仮定抜きに正しいかのように

受けとられている風潮に一つの反証を与えることであった．その意味では消極的主張であり，KERR 解以上に富松・佐藤解がより現実的であるとする根拠は現在も持ち合せていない．cosmic censorship 仮定をおかなければ崩壊星の時空を規定する条件は定常性と漸近的平坦性ぐらいになる．その解が現在は KERR 解と富松・佐藤解しか知られていない．しかしこの種の解はこれで尽きているとは考えられない．その意味では厳密解の側からする最終時空構造の解明はしょせん消極的主張しかできないともいえる．

富松・佐藤解の研究はその後も行なわれているが，重要なのは中心部の構造に関した問題と厳密解の変換に関係した問題である[20]．両方とも数学的になるのでここでは省略するが，後者に関係したことは後に少しふれる．

ブラック・ホールの毛——EINSTEIN–YANG–MILLS 方程式の解

狭い意味のブラック・ホールの一般解は KERR–NEWMAN 解であり，M, J, 荷電 Q(および磁気単極 P)をパラメータとして含む．この解はエネルギー・運動量テンソルとして電磁場をとった EINSTEIN–MAXWELL 方程式のブラック・ホール解というわけである．一方，電磁場のような質量ゼロのベクトル場はゲージ場という観点から統一的に見ることができる．例えば，電磁場は 1–パラメータ LIE 群のゲージ場となる．それは一般の N–パラメータ LIE 群(一般には non–Abelian)に拡張される．このような場にはじめアイソスピンを“源”とする YANG–MILLS 場として導入されたが，一般にもこうしたゲージ場は YANG–MILLS 場と呼ばれている．こうしたゲージ場は前述の WEINBERG–SALAM 理論でも，またクォーク閉じ込めのグルーオン場の実体としても考えられており，相互作用を記述する場の統一的理論をつくり上げるうえから最近とみに興味を引いている場の理論である．

さてこの一般の YANG–MILLS 場をエネルギー・運動量テンソルにおいた方程式，すなわち EINSTEIN–YANG–MILLS 方程式もやはり狭い意味でのブラック・ホール解を持つことが最近明らかにされている[21]．しかし，重力場自体は KERR–NEWMAN 解そのものであって，ただ電荷 Q の代りに

$$Q^2=\gamma_{pq}Q^pQ^q \qquad (6)$$

なるゲージ場各成分の“荷電” Q^p と LIE 群の不変メトリック γ_{pq} できまる Q を代入すればよい．こうしてブラック・ホールはその“毛”として一般のゲージ荷 Q^p をもちることとなり，“毛”の数は増えることになる．

しかし，現在，質量ゼロのゲージ場として観測されているものは電磁場だけである．WEINBERG–SALAM 理論も YANG–MILLS 場の実在を前提にする．しかし，この場は自己相互作用している或るスカラー場(HIGGS 場)の自発的対称性の破れ(spontaneous symmetry breakdown)によって質量をもつ場に転化していると考えられている(HIGGS メカニズム)．このような質量をもつゲージ場が中性をも含む弱い相互作用を媒介する中間子となっているのである．したがってブラック・ホールの“毛”も HIGGS メカニズムを考慮して考えられねばならないのであるが，この問題はまだ解かれていない．

現在，星からできるブラック・ホールは大きなゲージ荷をもつことになるであろう．しかし，宇宙初期の高温・高密では対称性が回復した“真空”になっている可能性があり，そこではこの場による力は長距離伝達力として作用することになるが，全体として中性であれば中性子内部のクォーク・プラズマと同様になっている．そして，そこでできた原始的ブラック・ホールもゲージ荷に関して中性であろう．

厳密解の変換群

EINSTEIN 方程式のある解が与えられたとき，それにある決った変換をほどこせば，別の解または EINSTEIN–MAXWELL 方程式の解が得られることが最近いろいろと明らかにされている．例えば KERR 解があると図 3 のように次々と別の解が得られる．これらの解は歴史的には別の方法で個々に出されてきたものであるが，現在の観点からすればこれらの解は一つの群を作っているのである．富松・佐藤解を出発点とする同様な群の解がこの手続きをふんで出されている(図 3)[22]．ここでは SCHWARZ-

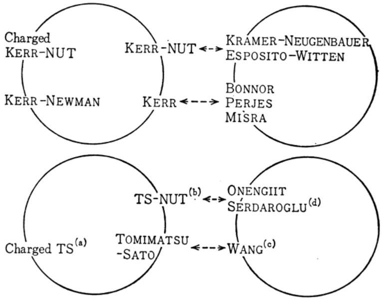


図 3　厳密解の変換[22]．富松・佐藤解(TS 解)の場合の文献は(a)F. J. ERNST; Phys. Rev., **D 7**, 2520 (1973); K. C. DAS & S. BANERJI: Phys. Letters, **50 A**, 409 (1975); (b)C. REINA & A. TREVES: J. Math. Phys., **16**, 834 (1975), (c)M. Y. WANG: Phys. Rev., **D 9**, 1935 (1974), (d)G. ONENGIIT & M. SERDAROGLU: Nuovo Cimento, **27 B**, 213 (1975)

SHILD 解や REISNER–NORDSTROM 解は各々 KERR 解および KERR–NEWMAN 解の特別な場合に含まれる．SCHWARZSHILD 解と KERR 解，WEYLE 解と富松・佐藤解の間の変換群がどのようなものであるかは現在も明らかにされていない．

また最近，一様磁場の中におかれたブラック・ホール解を導く変換則も見出されている[23]．

KILLING ベクトルをもつ時空と統一場理論

"軸対称"，"定常" といった時空に対する制限を幾何学的にいえばその空間に KILLING ベクトルが存在することである．例えば定常とは時間軸方向をいつも向いた KILLEING ベクトルの方向に空間を移動させても性質は不変であることを意味する．GEROCH は一つの KILLING ベクトル η^a が存在する時空に対する EINSTEIN 方程式の一般論を展開し，それまであった軸対称・定常解に関する ERNST 理論などをより広い観点から位置づけた[24]．まず，η^a のノルムを f，捩れ(twist)を ω_a とする．

$$f=\eta^a\eta_a,\quad \omega_a=\mathcal{E}_{abcd}\eta^b\nabla^c\eta^d \tag{7}$$

真空場では ω_a は curl free だから $\omega_a=\nabla_a\Psi$ なるスカラー関数 Ψ が導入される．すると真空での EINSTEIN 方程式は次のようになる．

$$\tilde{R}_{ab}=-\frac{(D_a\mathcal{E}D_b\bar{\mathcal{E}}+D_a\bar{\mathcal{E}}D_b\mathcal{E})}{(\mathcal{E}+\bar{\mathcal{E}})^2} \tag{8}$$

$$D^2\mathcal{E}=\frac{2}{\mathcal{E}+\bar{\mathcal{E}}}\tilde{h}^{ab}D_a\mathcal{E}D_b\mathcal{E} \tag{9}$$

ここで

$$\mathcal{E}\equiv f+i\Psi,\quad h_{ab}=g_{ab}-\eta_a\eta_b/f,\quad \tilde{h}=fh_{ab}$$

h_{ab} は $h_{ab}\eta^b=0$ からもわかるようにテンソルを η^a に垂直な空間内に写影するテンソルである．そして $\tilde{R}_{ab}$ は $\tilde{h}_{ab}$ で与えられている3次元空間での RICCI テンソルである．軸対称・定常な場合は(9)式は，$\mathcal{E}=(\xi-1)/(\xi+1)$ とおけば，次の ERNST 方程式になる(∇ は2次元空間での微分)．

$$(\xi\xi^*-1)\nabla^2\xi=2\xi^*\nabla\xi\cdot\nabla\xi \tag{10}$$

富松・佐藤解は(10)式をみたす ξ を求めたのであった．

(8),(9)式は，a, b, c, d を実数として，

$$\mathcal{E}'=(a\mathcal{E}+b)/(c\mathcal{E}+d) \tag{11}$$

なる $\mathcal{E}'$ に変換しても成立するが，このことが先に述べた解変換の基礎になる．

いま(8),(9)式を次のような目で見ると物理的におもしろい．4次元の代りに写影した3次元空間で考えることにすると，この空間での "EINSTEIN 方程式" は "真空" 中ではなく一つの複素スカラー場 $\mathcal{E}$ が存在するときの式になっている．すなわち次元を減らしたことによって余った幾何的自由度を幾何的量とは関係ない物質場のように見なすのである．したがって(8)式を EINSTEIN–MAXWELL 方程式とみなせば，(9)式は MAXWELL 方程式にあたることになる．こういう観点にたつと解変換の問題を電磁場と $\mathcal{E}$ 場との組がつくる物質場の内部対称性の問題として考えることができる[22]．

この観点を拡張すれば，4次元以上の n 本の KILLING ベクトルを持つ $(4+n)$ 次元空間内での $R_{ab}=0$ から出発して，それを4次元空間に写影すると，余分になった計量テンソルの幾何的自由度を n-パラメータ LIE 群のゲージ場とみなすことができる[25]．こうした発想は物質場をも幾何学的に統一しようとする統一場の考え方である．重力以外の相互作用についても質量ゼロのゲージ場を根源的と考える最近の傾向を考え合せれば，ゲージ場が幾何量で重力場と統一されることは統一場理論の新たな可能性といえる．

ブラック・ホールの蒸発

1974年頃から曲った時空での量子効果として現われるブラック・ホール周辺での粒子対発生に理論家の関心が集中している[26][27]．この問題は強い電場中での真空偏極と電子対発生による放電といった効果に類推を求めることができる．すなわち強い重力の外場の中での量子化された場のふるまいの問題である．

粒子発生により質量 M のブラック・ホールは

$$L\sim\frac{c^5}{G}\left(\frac{m_*}{M}\right)^2 \tag{12}$$

の割合でエネルギーを放出する．放出された粒子のエネルギースペクトルは

$$kT\sim\frac{hc^3}{8\pi GM} \tag{13}$$

の温度に対応する熱輻射となる．粒子の種類に制限はないが M が大きいと "温度" T が小さいから質量ゼロのものが多く出る[28]．粒子放出で質量が半減する時間が宇宙年齢 10^{10} 年以下となるのは M が 10^{15}g 以下の場合であるから，星からできるような重いものについてはこの蒸発効果は無視してよい．しかし，小さい原始的ブラック・ホールが存在すれば輻射源として宇宙現象をひきおこす．このためX線のバックグラウンド輻射の観測値の上限からこれらのブラック・ホールの数に制限をおくことができ，その平均密度は $10^{-37}\mathrm{g\cdot cm^{-3}}$ 以下とおさえられている[7]．

この蒸発過程は宇宙現象には大きな効果をもつとは考えにくいが，原理的意味での重大さが HAWKING により強調されている[29]．それは重力崩壊→蒸発という過程を経て再成された物質は崩壊以前の物質とはっきりした因果関係を持たなくなるという主張である．例えば，ある

バリオン数の粒子が重力崩壊→蒸発で再び粒子になったとき，バリオン数保存は要請されないのである．したがってこの過程は因果的発展の中に randomness を持ちこむと HAWKING は主張するのである．しかしこの主張の正しさはブラック・ホールのもつ“毛”の数に左右される．“毛”があればその量は保存される．また蒸発で跡かたもなく消滅するのかどうかもさだかでない．重力を外場とみなせる限界は PLANCK 質量の 10^{-5}g であるが，それより重くてもすでに現在の理論の枠をはみ出るかもしれない．(1)式の限界をとればこうした考察全体が限界外の話しになる．また“毛”があれば事情が違ってくる．例えばバリオン数荷に由来する場も考えられるが，その相互作用の強さは EÖTVÖS 型実験で押えられている等価原理の制限にかからないように結合定数 $e_B^2/Gm_p^2<10^{-7}$ と取らねばならない．それでも蒸発によって質量が減って，バリオン荷 N_B が不変なら，ある質量以下で重力よりもこのバリオン荷による力の方が大きくなる．その値は $G^{-1/2}e_BN_B$ となる[30]．また，ゲージ場が質量をもつ場に転じていれば長距離伝達力にはなりえないが，粒子発生のような過程には影響をもつであろう．

“ブラック・ホール”としての素粒子

ブラック・ホールの概念を素粒子模型として利用する考えもある．WHEELER は多重連結の時空のデコボコを素粒子の素と考え “matter without matter” と呼んでいる．しかしこの長さのスケールは PLANCK 長さであまりにも小さすぎる．最近，SALAM はハドロン構造との関連で重力とは別物の2階テンソル場を導入し，その場に対してブラック・ホール解を利用することを考えている[31]．この場に結合定数 G_f が NEWTON 定数より 10^{38} 倍も大きい($G_fm_p/c^2\sim h/m_pc$)点を除けば EINSTEIN 重力場とまったく同じ数学的構造をもっている．しかし一応，時空の計量テンソルとは別物であるから時空的描像をやめればブラック・ホール解は一つのソリトン解とみなせる．そして最近の素粒子のソリトン模型との関係でいえば，ブラック・ホール蒸発はソリトン解の量子的安定性の問題に示唆を与えるかもしれないと予測している．

重力崩壊とブラック・ホールが素粒子論と関係する問題の“拡がり”に重点をおいて筆をすすめたので個々のテーマの説明が粗雑になった点は御容赦願いたい．“拡がり”という点からいえば重力量子化の話題にふれなかったのは片手落ちかもしれないが，筆者にはこの問題は当面問題にできる現象からあまりにもかけ離れているように思えてならない．

文　献

(1) 佐藤文隆・富松彰: 科学, **43**, 330 (1973); 松田卓也: Butsuri, **30**, No. 6 (1975); B. DEWITT & C. DEWITT ed.: Black Holes, Gordon and Breach, (1973); C. W. MISNER, K. S. THORNE & J. A. WHEELER: Gravitation, Freeman, (1973); M. REES, R. RUFFINI & J. A. WHEELER: Black Holes, Gravitational Waves and Cosmology, Gordon and Breach, (1974); H. GURSKY & R. RUFFINI ed.: Neutron Stars, Black Holes and Binary X-Ray Sources, Reidel, (1975); P. M. EARDLEY & W. H. PRESS: Annual Review of Astron. and Astrophys., Vol 13, Academic Press, (1975); 佐藤文隆・R. RUFFINI: ブラック・ホール——一般相対論と星の終末, 中央公論社, (1976) (2) 蓬茨霊運: 科学, **45**, 514 (1975); ibid, **46**, 604 (1976) (3) R. H. FOWLER: Month. Notice Roy. Astron. Soc., **87**, 114 (1926) (4) S. CHANDRASEKHAR: Zeitshrift für Astrophysik, **5**, 321 (1932); L. LANDAU: Physik. Zeitshrift der Sowzetunion, **1**, 285 (1932) (5) J. R. OPPENHEIMER & G. M. VOLKOFF: Phys. Rev., **55**, 374 (1939); J. R. OPPENHEIMER & H. SNYDER: ibid, **56**, 455 (1939) (6) R. RUFFINI & S. BONAZZOLA: Phys. Rev., **187**, 1767 (1969) (7) G. F. CHAPLINE: Phys. Rev., **D 12**, 2494 (1975); B. J. CARR: Astrophy. J., **201**, 1 (1975); ibid, **206**, 8 (1976) (8) 杉本大一郎: 宇宙物理学, 林・早川編, 岩波書店 (1973) (9) J. R. WILSON; Phys. Rev. Letters, **32**, 849 (1974) (10) D. Z. FREEDMAN: Phys. Rev., **D 5**, 1389 (1974) (11) K. SATO: Prog. Theor. Phys., **54**, 1325 (1975) (11 a) W. KUNDT: Nature, **261**, 673 (1976) (12) 玉垣良三: 科学, **46**, 10 (1976) (13) J. C. COLLINS & M. J. PERRY: Phys. Rev. Letters, **34**, 1353 (1975) (14) K. BRECHER & G. CAPORASO: Nature, **259**, 377 (1976) (15) S. W. HAWKING & G. F. R. ELLIS: The Large Scale Structure of Space-time, Cambridge Univ. Press, (1973) (16) R. PENROSE: Nuovo Cimento, **1**, (Special number), 252 (1969) (17) D. C. ROBINSON: Phys. Rev. Letters, **34**, 905 (1975) (18) R. RUFFINI & J. A. WHEELER: Phys. Today, **24**, 30 (1971) (19) A. TOMIMATSU & H. SATO: Phys. Rev. Letters, **29**, 1344 (1972); Prog. Theor. Phys., **50**, 95 (1973) (20) H. SATO: Proc. of Enrico FERMI Summer School 1975, Nuovo Cimentre Supplement (1976) (21) P. B. YASSKIN: Phys. Rev., **D 12**, 2212 (1975) (22) W. KINNERSELEY: General Relativity and Gravitation, ed. by G. SHAVIV & J. ROSEN, J. Wiley, (1975) (23) F. ERNST: J. Math. Phys., **17**, 54 (1976) (24) R. GEROCH: J. Math. Phys., **12**, 918 (1971) (25) Y. M. CHO & P. S. JANG: Phys. Rev., **D 12**, 3789 (1975); C. HOENSELAERS: 基研プレプリント RIFP-259 (1976) (26) S. HAWKING: Nature, **248**, 30 (1974); Commun. Math. Phys., **43**, 199 (1975); W. G. UNRUH: Phys. Rev. **D 10**, 3194 (1974) (27) 総合報告としては B. DEWITT: Physics Report, **19 C**, No. 6 (1975); 中村卓史・佐藤文隆・前田恵一: 素粒子論研究, **52**, No. 4 (1975) (28) D. N. PAGE: Phys. Rev., **D 13**, No. 2 (1976) (29) S. HAWKING: Calteck プレプリント OAP 420, (1975) (30) B. CARTER: Phys. Rev. Letters, **33**, 558 (1974) (31) A. SALAM: in Quantum Gravity, ed. by C. J. ISHAM, R. PENROSE & D. W. SCIAMA, Clarendon Press, (1975)

6　ブラックホールと量子場

冨　松　　彰*

古典的な外場としての重力場の影響下における，量子化された物質場についての研究が，最近，かなり盛んになっている．特に，ブラックホールによる量子論的な粒子生成現象は，トレース異常・インスタントン解とそのトポロジー的構造とも絡み合って，極めて興味深い．

われわれが量子化された場の理論を展開しようとすると，その計算の過程において発散の困難が現われてくる．重力場の場合には，この困難を克服(理論の再規格化)できるような量子論はまだ存在していない．故に，われわれは重力を古典的な外場として取り扱い，この重力場中を伝播している種々の素粒子の量子場の振舞いを考える．一般相対論によれば，重力場が存在することは，素粒子の伝播している時空が曲率をもっていることと同じである．この意味で，われわれは“曲った時空での量子論”を展開していくことになる．このような半古典的な取扱いは，時空の幾何学的な量子的揺動が無視できるほど小さいかぎりにおいては正しい．普通，それはPLANCKの長さ$(\hbar G/c^3)^{1/2}=1.6\times10^{-33}$cm以下の現象に対して初めて重要になってくるので，通常の素粒子現象では，この効果はあまり問題にならないと考えられる．この近似の範囲内で，素粒子の生成や真空の偏極などの興味深い量子論的現象が古典的な重力場によって引きおこされることが知られている．

ブラックホールによる粒子生成

星が重力崩壊した後，ブラックホール(以下ではB.H.と略す)が形成されたと考えよう．B.H.の表面(event horizon，以下ではE.H.と略す)より内側から放出される光は決して外側に向かうことはない．平らな時空では，光は最初に発せられた方向に直進するはずである．B.H.の重力は，E.H.という特殊な構造をもった時空を作り出してしまう．このため，B.H.はその外側の物質を吸収し続けて，際限なく大きくなっていくだけであると思われた．しかし，その物質を量子化したとき，B.H.の時空はその特殊性の故にまったく逆の現象を引きおこすようになる．このことを簡単な議論によって示してみよう[(1)]．量子化された物質場(例えば光子)では，真空中においても仮想的な対生成がおこっている．B.H.の中心から距離rの所にある対粒子がB.H.の重力的な潮汐力によって長さlだけ分離させせられ，実在の粒子対になったとすると，その潮汐力Fは

$$F\simeq\frac{\hbar\omega}{c^2}\frac{GM}{r^3}l\quad(M\text{:B. H. の質量})\qquad(1)$$

と書ける．$\hbar\omega$は各粒子のエネルギーである．このFは時空の曲率を表わしていると考えてもよい．不確定性原理によれば，エネルギー$\hbar\omega$の粒子は主に時間ω^{-1}内に生成される．この時間内に潮汐力によってなされる仕事が$\hbar\omega$の粒子の生成のエネルギー源になっている．故に，

$$\int_0^{c\omega^{-1}}F\,\mathrm{d}l\gtrsim\hbar\omega\qquad(2)$$

という関係が成り立つ．式(1)を使うと，

$$GM/r^3\gtrsim\omega^2\qquad(3)$$

を得る．ここで，E.H.の存在条件を使うことができる．つまり，粒子が遠方に到達できるためには，$r\gtrsim2GM/c^2$でなければならない．ただし，簡単のために，B.H.は自転も帯電もしていないとしている．すると，主に生成される粒子のエネルギーには

$$\hbar\omega\lesssim\hbar c^3/GM\qquad(4)$$

という制限がつく．この粒子生成に伴って，B.H.は単位時間当りどの程度のエネルギーを放出しているかを評価してみよう．それをB.H.のluminosity(L)と呼ぶ．振動数$\omega\lesssim c^3/GM$の粒子の生成スペクトルはあまりωによらないとする．エネルギー$\hbar\omega$の粒子生成にはω^{-1}程度の時間を要するので，単位時間当りとしては$\hbar\omega^2$程度のエネルギー放出になる．すると，平均的に

$$L\simeq\hbar c^6/(GM)^2\qquad(5)$$

という値を得る．より詳しい量子論的な計算によれば，

$$L\simeq10^{-4}\hbar c^6/(GM)^2\simeq L_\odot(2\times10^6\,\mathrm{g}/M)^2$$

である．放出された粒子が時空の曲率によって後方散乱や赤方偏移を受けるために，大まかな評価よりも小さな値を与えている．ここで，$L_\odot=3.9\times10^{33}$erg/secは太陽の光のluminosityである．もし，B.H.が太陽程度の質量(2×10^{33}g)をもっているとすれば，そのLは$L_\odot$に比べて極めて小さいものになってしまう．質量が小さいほどLが大きいのは，E.H.近くの時空の曲率が大きくなること，そして粒子生成は主にE.H.近くでおこっていることに起因している．

B.H.による粒子生成はB.H.自身にどのような反作

* Akira TOMIMATSU　広島大学理論物理学研究所

用を及ぼすであろうか．普通，この種の問題を解くことは非常に困難である．というのは，物質場のエネルギー・運動量テンソルの量子論的オペレーター $T_{\mu\nu}$ の真空期待値 $\langle T_{\mu\nu}\rangle$ を用いた EINSTEIN 方程式

$$G_{\mu\nu}=8\pi Gc^{-4}\langle T_{\mu\nu}\rangle \qquad (6)$$

によって，時空のメトリック $g_{\mu\nu}$ とその時空で生成される粒子の $T_{\mu\nu}$ を同時に決めなければならないからである．しかし，B. H. の場合にはある程度の推測が可能である．粒子は常に対生成されている．一方の粒子は正のエネルギーをもって，遠方に放出され，B. H. の luminosity を与える．ところが，もう一方の粒子はちょうど等量の負のエネルギーをもって，B. H. に吸収されていくのである．つまり，結果的に，B. H. は遠方にエネルギーを放出する分だけ，自分自身のエネルギー(質量)を失っていくことになる．故に，もし B. H. の外側に存在する通常のガスの B. H. への流入が十分でないとすれば，B. H. は時間

$$Mc^2/L\simeq 10^4G^2M^3/\hbar c^4=10^{17}\ \mathrm{sec}\ (M/2\times 10^{14}\ \mathrm{g})^3$$

の後には，その全質量を失って消滅してしまうと考えられる．膨張宇宙の初期には，2×10^{14} g 以下の質量の小さな B. H. が多数形成されると予想されている．これらは宇宙の物質(バリオン)を吸収して，輻射として放出する．なぜならば，B. H. からはバリオンも反バリオンも等量だけ放出されるからである．これらの小さな B. H. は現在までに消滅しているが，この過程によって宇宙のエントロピーを増大させたことであろう．ただし，B. H. の質量が PLANCK の質量 $(\hbar c/G)^{1/2}=2.2\times 10^{-5}$ g 以下になったときには，その半径は PLANCK の長さ以下になり，重力場自身の量子化が必要になるため，ここで得られた結論を適用することはできないという点を注意しておく．

ブラックホールの熱力学

1974 年 HAWKING によって B. H. の時空における粒子生成が指摘されて以来[2]，種々の観点からこの問題は考察されてきた．興味深い点の一つは，B. H. が輻射に満ちた熱槽の中に置かれている場合，B. H. は輻射を吸収したり，生成したりして，そのまわりの熱輻射と熱平衡状態になりうるということである．初めから熱平衡状態にある B. H. を考えると，この B. H. の時空は時間によらない静的な構造をもつようになり，星の重力崩壊によって形成される B. H. と区別して，eternal B. H. と呼ばれている[3]．以下では，前者を C. B. H.，後者を E. B. H. と略記する．簡単のために，E. B. H. と熱平衡状態にある粒子として，質量のない中性のスカラー粒子を考え，それを量子化しよう．それは

$$g_{\mu\nu}\nabla^{\mu}\nabla^{\nu}\phi(x)=0 \quad (\nabla^{\mu}:\ 共変微分) \qquad (7)$$

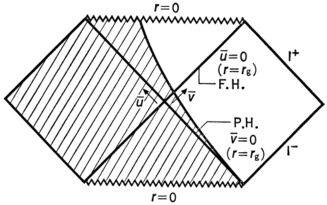


図 1　E. B. H. の PENROSE 図．

という方程式を満足する．また，B. H. についても自転や荷電のない最も簡単な場合を取り扱う．すると，E. B. H. では，終始，SCHWARZSCHILD 時空だけを考慮しておけばよいことになる．それを球座標で表わすと

$$\mathrm{d}s^2=-\left(1-\frac{r_g}{r}\right)c^2\,\mathrm{d}t^2+\left(1-\frac{r_g}{r}\right)^{-1}\mathrm{d}r^2$$
$$+r^2(\mathrm{d}\theta^2+\sin^2\theta\,\mathrm{d}\varphi^2) \qquad (8)$$
$$r_g=2GM/c^2$$

となる．

B. H. による粒子生成は，本質的には，(t, r) 面の時空構造によって決まっている．故に，時空を t および r の 2 次元にモデル化することは許されるであろう．また，E. B. H. では，重力崩壊した星はまったく除外されているので，E. H. より内側の時空でも真空解を使用する．ところが，式(8)で用いられた座標は内側を記述するのには不適当である．KRUSKAL によって導入された座標 $(\bar{u}, \bar{v})$ が全時空を記述できる．座標 (t, r) との関係は

$$\bar{u}=\exp(-u/2r_g),\quad \bar{v}=\exp(v/2r_g), \qquad (9)$$
$$u=ct-r^*,\quad v=ct+r^*,$$
$$r^*=r+r_g\ln\left(\frac{r}{r_g}-1\right) \qquad (10)$$

で与えられる．また，メトリックは

$$\mathrm{d}s^2=\frac{4r_g{}^3}{r}\exp(-r/r_g)\mathrm{d}\bar{u}\,\mathrm{d}\bar{v} \qquad (11)$$

となる．ある r で静止しながら，B. H. による粒子生成を観測していたとする．r が一定の世界線は $\bar{u}\bar{v}=\exp(r^*/r_g)$ によって表わされる．すると，$\bar{u}\to-\bar{u}$, $\bar{v}\to-\bar{v}$ という変換をしても同じ r になることがわかる．すなわち，われわれは同じメトリック(11)をもった新しい領域を時空に付け加えることができる．この領域は一種の mirror universe である．時空の無限遠点を有限の領域に書き直した PENROSE 図を用いて全時空を図示してみよう(図1)．I^- からは $t\to-\infty$ で内向きの光が出発し，$t\to+\infty$ で外向きの光が I^+ に到達する．$\bar{u}=0\,(\bar{v}=0)$ の面は E. H. であり，外向き(内向き)の光は許されないので，future horizon (past horizon) と呼ばれている．それぞれ F. H. (P. H.) と略す．P. H. の内部はホワイトホールになっている．

C. B. H. の場合には，斜線をほどこした領域は重力崩壊している星の内部に含まれており，実際の時空と異なっている．例えば，P. H. も存在しない．そして，I^- 上で粒子は全く存在していないという初期条件から出発したとしても，重力崩壊が進行して，時間が十分経過した後には，I^+ に向かう外向きの粒子(正エネルギー)と F. H. を通過する内向きの粒子(負エネルギー)の流れが発生するのである．

E. B. H. の場合には，全時空は時間反転に対して不変であるので，C. B. H. におけるような生成粒子の流れはおこらない．粒子はあるエネルギー密度で空間の各点に存在しているだけである．また，$r\to\infty$ でも，座標$(\bar{u}, \bar{v})$は普通の MINKOWSKI 座標$(ct-r,\ ct+r)$に一致しない．故に，モード $\phi_\omega \propto \exp(-i\omega\lambda_P\bar{u}/c)$ または $\exp(-i\omega\lambda_P\bar{v}/c)$ (λ_P: PLANCK の長さ)に基づいて，真空$|\bar{0}\rangle$を定義した場合，この真空は $r\to\infty$ でも通常の真空と異なっているはずであり，熱槽の中で熱平衡状態にある B. H. の外側に定義できる真空とみなされる．実際，真空$|\bar{0}\rangle$に対応するスカラー粒子の GREEN 関数は

$$G(x, x')=\langle\bar{0}|\phi(x)\phi(x')|\bar{0}\rangle\propto\ln(\bar{u}-\bar{u}')(\bar{v}-\bar{v}') \tag{12}$$

となり，$t\to t+4\pi i r_g c^{-1}$ という変換に対して不変になる．つまり，$G(x, x')$は虚数の時間について周期的になっている．この性質は温度 $T_B=c\hbar/4\pi r_g k$ で熱平衡状態にあるスカラー粒子を記述する熱 GREEN 関数の特徴と一致している．一方，座標 u および v は $r\to\infty$ で $ct-r$ および $ct+r$ になるので，$r\to\infty$ にいる観測者は u および v からつくられるモード $\phi_\omega\propto\exp(-i\omega u/c)$ または $\exp(-i\omega v/c)$ を用いて定義された真空状態や粒子状態を検出する．この粒子状態に対応する個数演算子を N_ω と書こう．E. B. H. の真空$|\bar{0}\rangle$には，多数の粒子が含まれていることになり，そのエネルギー・スペクトルは

$$\langle\bar{0}|N_\omega|\bar{0}\rangle=1/(\exp(\hbar\omega/kT_B)-1) \tag{13}$$

という PLANCK 分布(温度 T_B)になっている．E. B. H. は一種の熱源と考えられ，遠方への粒子放出に伴う負エネルギー粒子の B. H. への流入は，常に，遠方からの正エネルギー粒子の流入によって補われているので，その温度(質量)は変化しない．

B. H. は熱源であるという考え方をさらに押し進めて，B. H. に熱力学の法則を適用してみよう．B. H. の温度は T_B，エネルギーは Mc^2 であるので，熱力学第1法則 $dE=T\,dS$ によって，B. H. のエントロピーを求めることができる．

$$S_B=4\pi kGM^2/c\hbar \tag{14}$$

この B. H. を異なった温度 T の輻射で満ちている体積 V の箱の中に入れてみる[4]．B. H. と輻射とは非平衡状態

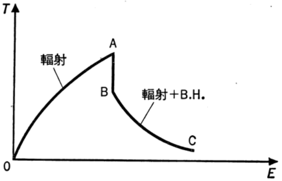


図 2　輻射と B. H. の熱平衡状態[4]．

にあるので，熱力学第2法則に従って熱平衡に到達する．全系のエントロピーおよびエネルギーは

$$S=S_B+\frac{4}{3}aVT^3 \quad (a:\ 輻射定数) \tag{15}$$

$$E=Mc^2+aVT^4 \tag{16}$$

である．箱は断熱的であるとすれば，E は一定に保たれる．M を変化させて，S の最大点を求めると，パラメータ $y\equiv\frac{1}{3\pi}(a\hbar c^{17}V/G^4E^5)^{1/4}$ の大小に応じて，

$y>1.0144\to M=0$　(B. H. の消滅)

$y<1.0144\to T=T_B$　(輻射と B. H. の熱平衡)

という結果を得る．系の熱平衡状態での E と T(V は固定)との関係を図示する(図2)．曲線OA上では輻射だけの相，曲線BC上では輻射とB. H. の共存相が実現される．そして，$y=1.0144$ に対応する E で，A から B へと温度が不連続に変化する第1次相転移がおこることになる．

トレース異常と粒子生成

次に，量子化された物質場のエネルギー・運動量テンソル $T_{\mu\nu}$ の問題に移ろう．特に，共形変換に対して不変な方程式に従う質量のないスカラー場を考える．その式は

$$(g_{\mu\nu}\nabla^\mu\nabla^\nu-\gamma R)\phi(x)=0 \quad (R:\ スカラー曲率) \tag{17}$$

である．時空が4次元の場合には，共形変換

$$g_{\mu\nu}\to\tilde{g}_{\mu\nu}=\Omega^{-2}(x)g_{\mu\nu},\quad \phi\to\tilde{\phi}=\Omega(x)\phi \tag{18}$$

に対して，

$$\left(\tilde{g}_{\mu\nu}\tilde{\nabla}^\mu\tilde{\nabla}^\nu-\frac{1}{6}\tilde{R}\right)\tilde{\phi}=\Omega^3\left(g_{\mu\nu}\nabla^\mu\nabla^\nu-\frac{1}{6}R\right)\phi \tag{19}$$

となるので，$\gamma=1/6$ ととる．2次元の場合には $\gamma=0$ である．この式はラグランジアン密度

$$L=\frac{1}{2}\sqrt{-g}(g_{\mu\nu}\nabla^\mu\phi\nabla^\nu\phi+\gamma R\phi^2) \quad (g\equiv\det g_{\mu\nu}) \tag{20}$$

から導出され，$T_{\mu\nu}$ はこの L を $g^{\mu\nu}$ で変分した式

$$T_{\mu\nu}=2(\sqrt{-g})^{-1}\partial L/\partial g^{\mu\nu} \tag{21}$$

によって与えられる．L は，当然，共形変換に対して不変であるので，スカラー場を古典的な場と考えて，形式

的にトレース $T\equiv g^{\mu\nu}T_{\mu\nu}$ を計算すると，必ず $T=0$ となる．しかし，ϕ を量子化して求められた真空期待値 $\langle T_{\mu\nu}\rangle$ のトレースは必ずしも 0 ではない．その原因は $\langle T_{\mu\nu}\rangle$ の正則化にある．$\langle T_{\mu\nu}\rangle$ の計算にはスカラー粒子のモード積分が必要になり，いわゆる紫外発散がおきる．物理的な $\langle T_{\mu\nu}\rangle$ を得るためには，この発散を適当な方法で除去(正則化)しなければならない．現在までに，正則化のための方法がいくつか提案されている．例えば，時空の次元を複素化してモード積分を実行した後に次元を 4 に解析接続する方法，モード積分をゼータ関数で表現して発散項を取り出し除去する方法，積 $\phi(x)\phi(x)$ を $\phi(x')\phi(x)$ に置き換えて計算した後に $|x'-x|=\epsilon$ で展開する(発散項は $\epsilon^{-4}, \epsilon^{-2}, \ln\epsilon$ の形で現われる)方法などがある．これらの正則化には，理論の共形変換に対する不変性を破る過程が含まれるので，正則化された $\langle T_{\mu\nu}\rangle$ ($\langle T_{\mu\nu}\rangle_{\rm reg}$ と書く)のトレースは 0 でなくなってしまう．

$\langle T_{\mu\nu}\rangle_{\rm reg}$ には，短波長のモードが寄与している幾何学的(曲率テンソルなどによって表わされる)な項と，長波長のモードが寄与している非幾何学的な項とが存在している[5]．特殊な時空について計算した場合には，時空の対称性によって，偶然，後者も幾何学的量で表わされることもあるが，一般にはそうならない．後者は紫外発散の正則化による影響を受けないはずである．故に，$\langle T_{\mu\nu}\rangle_{\rm reg}$ の物理的部分は後者に含まれることが期待される．例えば，E. B. H. の外側のスカラー粒子がつくる $\langle T_{\mu\nu}\rangle_{\rm reg}$ は，温度 $T_{\rm B}$ の熱平衡ガスの $T_{\mu\nu}$ と一致しているが，まさに時空の大域的構造(図 1)によって決められている．この大域的な項のために，任意の時空について，$\langle T_{\mu\nu}\rangle_{\rm reg}$ に一般的な表式を与えることはほぼ不可能であると思われる．しかし，興味深いことに，そのトレース $T_a\equiv g^{\mu\nu}\langle T_{\mu\nu}\rangle_{\rm reg}$ に関しては，局所的な幾何学的量だけで表わされる一般的な式を得ることができる．われわれは，本来 0 であるべきはずであった量 T_a をトレース異常と呼んでいる．

時空の次元を複素化する方法を用いて，T_a について議論してみよう[6]．以下では，$c=G=\hbar=1$ という単位系を採用して，表式を簡単化しておく．量子化されるべき物質場としては任意の素粒子を考えておくが，それは共形変換に対して不変な方程式を満足しているとする．まず，4 次元時空での $\langle T_{\mu\nu}\rangle$ の正則化から始めよう．素粒子のラグランジアンの真空期待値には，主に，1 ループ FEYNMAN 図によって表わされる真空偏極が寄与しており，量子化による有効なラグランジアンは

$$L_{\rm eff}(n)=\frac{1}{n-4}\sqrt{-g}\,A(n) \qquad (22)$$

という形で与えられる．n は複素化された時空の次元であり，$(n-4)^{-1}$ は $n=4$ のときにおこる紫外発散を関数 $L_{\rm eff}(n)$ の極として明示したものである．$A(n)$ はメトリックの非局所的な汎関数で，長波長モードの寄与を受けている．正則化されたラグランジアンを得るためには，$L_{\rm eff}(n)$ に発散を打ち消す項 $\Delta L(n)$ を付加する必要がある．つまり，

$$L_{\rm reg}(n)=L_{\rm eff}(n)+\Delta L(n) \qquad (23)$$

を物理的なラグランジアンとする．質量の次元をもつ任意のパラメータ μ を使って，$\Delta L(n)$ を

$$\Delta L(n)=\frac{1}{n-4}\mu^{n-4}\sqrt{-g}\,B(n) \qquad (24)$$

と書こう．$\Delta L(n)$ は紫外発散を除去するための項であるので，それは短波長モードだけの寄与を受けているはずである．故に，$B(n)$ はメトリックの局所的な汎関数である．また，$B(n)$ 自身は $n=4$ で共形変換に対して不変であると仮定しよう．すると，次元解析から，$B(n)$ には

$$B(n)=aF(n)+bG(n)$$

$$F=R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma}-2R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}+\frac{1}{3}R^2$$

$$=C_{\mu\nu\rho\sigma}C^{\mu\nu\rho\sigma} \qquad (25)$$

($C_{\mu\nu\rho\sigma}$: WEYL 共形テンソル)

$$G=R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma}-4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}+R^2 \qquad (26)$$

という形だけが許される．a, b は素粒子の種類によって決められる定数である．すると，T_a は

$$T_a=2(\sqrt{-g}\,)^{-1}[g^{\mu\nu}\partial L_{\rm eff}/\partial g^{\mu\nu}$$
$$+g^{\mu\nu}\partial\Delta L/\partial g^{\mu\nu}]_{n=4} \qquad (27)$$

によって与えられる．$A(n)$ は任意の n で共形変換に対して不変であるので，第一項は 0 になる．ところが，$B(n)$ は $n=4$ のときにだけ不変になるので，第二項の寄与は残る．等式

$$2(\sqrt{-g}\,)^{-1}g^{\mu\nu}\partial(\sqrt{-g}\,F)/\partial g^{\mu\nu}$$
$$=(n-4)\left(F+\frac{2}{3}g_{\mu\nu}\nabla^\mu\nabla^\nu R\right) \qquad (28)$$
$$2(\sqrt{-g})^{-1}g^{\mu\nu}\partial(\sqrt{-g}\,G)/\partial g^{\mu\nu}=(n-4)G$$

を使えば，T_a に対する一般式

$$T_a=a\left(F+\frac{2}{3}g_{\mu\nu}\nabla_\mu\nabla^\nu R\right)+bG \qquad (29)$$

を得ることができる．スピン $s=0, 1/2, 1, 3/2, 2$ の素粒子に対する a および b の具体的な値は，すでに，種々の方法で計算されている．$s=3/2$ の場合に問題は残っているようであるが，正則化の方法によらずに，ほぼ同じ結果が得られている．例えば，質量のない中性のスカラー粒子については，$a=(1920\pi^2)^{-1}$，$b=-(5760\pi^2)^{-1}$ である．T_a の中で，$g_{\mu\nu}\nabla^\mu\nabla^\nu R$ (以下では $\Box R$ と略記する)の項は注意を必要とする．この項は 4 次元時空での局所的なラグランジアンからも導出されうる．すなわち，

$$\Box R=-\frac{1}{6}(\sqrt{-g})^{-1}g^{\mu\nu}\partial(\sqrt{-g}R^2)/\partial g^{\mu\nu} \quad (30)$$

という式が成立する．この意味で，$\Box R$ を"局所的"な異常，他を"非局所的"な異常と呼ぶこともある．故に，$L_{\rm reg}$ に $\alpha\sqrt{-g}R^2$ という項を付加しておけば，T_a 中の $\Box R$ の係数は $\frac{2}{3}b-12\alpha$ となって，パラメータ α の値によって自由に変えられる．2次元時空での $\langle T_{\mu\nu}\rangle$ の正則化も同様である．発散を打ち消すための付加項としては

$$\varDelta L(n)=\frac{1}{n-2}\mu^{n-2}a'\sqrt{-g}R \quad (31)$$

を用いればよい．すると

$$T_a=a'R \quad (32)$$

という結果を得る．質量のない中性のスカラー粒子では，$a'=(24\pi)^{-1}$ である．

SCHWARZSCHILD 時空中のトレース異常は B.H. による粒子生成と密接な関係をもっていることが指摘されている[7]．すでに正則化された $T_{\mu\nu}$ を考え，保存則 $\nabla^\nu T_{\mu\nu}=0$ だけからできるだけ $T_{\mu\nu}$ を決定する．簡単のために，時空を2次元とする．座標 (t, r^*) を使って，t によらない解を求めると，

$$T_\mu{}^\nu=T_\mu{}^{\nu(1)}+T_\mu{}^{\nu(2)}+T_\mu{}^{\nu(3)}, \quad (33)$$

$$T_\mu{}^{\nu(1)}=$$

$$\begin{pmatrix} -\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1}H(r)+T_a(r) & 0 \\ 0 & \left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1}H(r) \end{pmatrix}$$

$$H(r)\equiv M\int_{2M}^{r}{\rm d}r'\,T_a(r')/r'^2 \quad (34)$$

$$T_\mu{}^{\nu(2)}=\frac{K}{M^2}\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1}\begin{pmatrix}1 & -1\\ 1 & -1\end{pmatrix}$$

$$T_\mu{}^{\nu(3)}=\frac{Q}{M^2}\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1}\begin{pmatrix}-1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix}$$

となる．K および Q は積分定数である．まず，E.B.H. の場合を考えよう．この場合は，図1の全時空が問題になる．$r=0$ の点を除いて，各点の局所慣性系で測定された $T_{\mu\nu}$ は発散しないとしよう．F.H. および P.H. 上でこの条件を課すと，$Q=K=0$ でなければならないという結果を得る．故に，もし $T_a=0$ であれば，$T_{\mu\nu}=0$ となり，粒子生成はおこっていないことになる．しかし，質量のないスカラー粒子に対して式(32)が成り立っているとすると，$T_a=M/6\pi r^3$ となるので，$r\to\infty$ で

$$T_\mu{}^\nu=\frac{\pi}{12}(kT_{\rm B})^2\begin{pmatrix}-2 & 0\\ 0 & 2\end{pmatrix} \quad (35)$$

となる．この式は，まさに，2次元時空における，温度 $T_{\rm B}$ で熱平衡にある質量のないスカラー粒子のガスのエネルギー・運動量テンソルである．次に，C.B.H. の場合に移ろう．この時空では，遠方に向かうスカラー粒子の流れがある．すると，$r\to\infty$ で

$$T_\mu{}^\nu=\frac{\pi}{12}(kT_{\rm B})^2\begin{pmatrix}-1 & -1\\ 1 & 1\end{pmatrix} \quad (36)$$

となるはずである．また，P.H. は存在しないので，K は0でなくてもよい．実際，$T_t{}^{r^*}$ 成分を式(33)と $r\to\infty$ で比較すると，$K=(768\pi)^{-1}$ であることが要求される．すると，$T_a=M/6\pi r^3$ とおけば，$T_\mu{}^\nu$ は式(36)とまったく一致することがわかる．

このように，2次元の B.H. による粒子生成がおこるためには，T_a の存在が必要である．しかし，4次元の B.H. の場合には，あまり明確な結論は得られない．座標 $(t, r^*, \theta, \varphi)$ を用いて，球対称かつ t によらない解を求めても，$T_a(r)$ だけではなく，$T_\theta{}^\theta(r)$ も保存則だけからでは決まらない関数として残ってしまう．故に，式(29)だけでは，熱的な粒子生成がおこっているかどうかは判断できない．ただ，$T_\theta{}^\theta(r)$ を適当に与えれば，式(29)のトレース異常から，熱的な粒子生成を表わしている $T_\mu{}^\nu$ を導出することはできる．トレース異常のような局所的な幾何学的量が，粒子生成のような時空の大域的構造を反映している現象とどの程度の関連性をもっているかは興味深い問題である．

ブラックホールとインスタントン(Instanton)解

E.B.H. の時空におけるスカラー粒子の GREEN 関数は，虚数の時間について周期的であった．この性質は SCHWARZSCHILD 時空の構造自身の反映である．メトリック(11)を4次元時空に直し，$\bar{u}=y-z$，$\bar{v}=y+z$ で定義される座標 (y, z) を用いると，

$$\begin{aligned}{\rm d}s^2=&(32M^3/r)\exp(-r/2M)(-{\rm d}z^2+{\rm d}y^2)\\ &+r^2({\rm d}\theta^2+\sin^2\theta\,{\rm d}\varphi^2)\end{aligned} \quad (37)$$

と書ける．元の座標 (t, r) とは

$$\begin{aligned}&-z^2+y^2=((r/2M)-1)\exp(r/2M),\\ &(y+z)/(y-z)=\exp(t/2M)\end{aligned} \quad (38)$$

という関係にある．この時空は $-z^2+y^2=-1$，つまり $r=0$ で特異点をもっている．それで，$\zeta=iz$ と変換し，$\zeta, y, \theta, \varphi$ は実数であるとすると，メトリック(37)の符号は $(+,+,+,+)$ となる．時空の領域は $r\geq 2M$ に限定され，特異点は除去される．しかも，$(y+z)/(y-z)=(y-i\zeta)/(y+i\zeta)\equiv\exp(-i\tau/2M)$（$\tau$ は実数）と書けるので，$t=-i\tau$ は純虚数になる．τ は角座標になっており，その周期は $8\pi M$ である．つまり，時空自身が虚数の時間で周期的になっているのである[8]．この EUCLID 化された時空はどのような意味をもっているのであろうか．重力場の作用 I を考えよう[9]．それは

$$I=(16\pi)^{-1}\int R\sqrt{-g}\,{\rm d}^4x+(8\pi)^{-1}\int[K]\sqrt{-h}\,{\rm d}^3x \quad (39)$$

と書ける．$[K]=K-K_0$，K は時空の境界の平均曲率で

あり，K_0 は時空が平らであるとしたときの境界の平均曲率である．$h=\det h_{ij}$, h_{ij} は境界上のメトリックである．

もちろん，式(39)の第2項における積分は境界上に限定されている．この境界項は，R に含まれている $g_{\mu\nu}$ の2階微分を積分によって除去するために付加されたものである．また，K_0 との差がとられているのは，平らな時空では $I=0$ とするためである．時空が EUCLID 化されているので，$\sqrt{-g}=(-i)\sqrt{g}$ とする．SCHWARZSCHILD 時空では，$R=0$ なので，境界項だけしか寄与しない．境界を $r=r_0$(定数)の面にとって，$r_0\to\infty$ とすると

$$I=4\pi iM^2+O(M^2/r_0) \tag{40}$$

という結果を得る．ただし，τ の積分範囲は 0 から $8\pi M$ までである．任意の場 $\eta(x)$ を径路積分法で量子化すると，

$$\mathrm{Tr}\exp(-\beta H)=\int \mathrm{d}[\eta]\exp(iI(\eta)) \tag{41}$$

という等式が成り立つ．右辺では，虚数の時間に関して周期 β で周期的なすべての η について積分されなければならない．H は η のハミルトニアンであり，左辺は温度 $T=(k\beta)^{-1}$ における η のカノニカル集合の分配関数 Z になっている．周期性をもち，古典的な場の方程式を満足する外場を η_0 とする．$\eta=\eta_0$ で I は極値になるので，小さなゆらぎからの寄与を無視すると，

$$\ln Z=iI(\eta_0) \tag{42}$$

となる．重力場の場合に，η_0 として SCHWARZSCHILD 解をとると，$\ln Z=-4\pi M^2$ である．Z は B. H. の分配関数と考えられる．通常の熱力学的関係によれば，$\ln Z=-F/kT$，自由エネルギー $F=M-TS$ が成り立つ．故に，周期性から $T=T_{\mathrm{B}}$ とすれば，B. H. のエントロピー $S=4\pi M^2k$ を得ることができる．つまり，この EUCLID 化された時空が B. H. の種々の熱力学的性質を決定しているのである．

EUCLID 的な場の解は，もともと，YANG–MILLS 場において注目され始めた．特異点がなく，有限の作用を与える古典解は，場の理論的トンネル効果を引きおこすことが示され，インスタントン(Instanton)と名付けられた．そして，クォーク間の相互作用を記述すると考えられている QCD において，クォークの閉じ込めなどに重要な役割を演じているということが示唆されている[10]．その後，重力場におけるインスタントン解も研究され，いくつかの新しい解が発見されたが，HAWKING は，EUCLID 化された SCHWARZSCHILD 解も一種のインスタントン解であるということを指摘した[8]．一般に，EUCLID 化された4次元時空 Y はトポロジー的に不変な2種類の数によって分類されるということが知られている．それらは EULER 標数 χ および Y の符号数 τ と呼ばれ，Y 上に存在する p 次調和微分形式($p=0\sim4$)によって定義される[11]．この微分形式の基底の数を b_p とすれば，$\chi\equiv\sum_{p=0}^{4}(-)^p b_p$ である．また，2次調和微分形式において，双対変換に対して正の基底の数と負の基底の数の差が τ である．もし Y の境界からの寄与がなければ，χ および τ の計算には

$$\chi=(128\pi^2)^{-1}\int \mathrm{d}^4x(\sqrt{g})^{-1}\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}R_{\alpha\beta\mu\nu}R_{\gamma\delta\rho\sigma} \tag{43}$$

$$\tau=(96\pi^2)^{-1}\int \mathrm{d}^4x\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}R_{\mu\nu}{}^{\alpha\beta}R_{\rho\sigma\alpha\beta} \tag{44}$$

という式を使えばよい．EUCLID 化された SCHWARZSCHILD 時空では，$\chi=2$, $\tau=0$ である．χ が 0 でないことは Y 上に不動点が存在することを意味する．

このことを見るために，KILLING ベクトル場 K を考えよう．メトリックは r，すなわち ζ^2+y^2 だけの関数なので，K は

$$K=\zeta\frac{\partial}{\partial y}-y\frac{\partial}{\partial\zeta} \tag{45}$$

で与えられることはすぐにわかる．K の方向への移動によって，円 ζ^2+y^2＝一定 という軌道が得られる．そして，$\zeta=y=0$ $(r=2M)$ の点が不動点になっている．この点が時空の特異点でないためには，軌道上の移動に対応する座標 $\tau(=it)$ は周期的でなければならない．故に，EULER 標数は時空の熱的構造と関係をもっていることになる．また，Y 上でのトレース異常と EULER 標数との間にも何らかの関係が存在しているように思える[6]．完全反対称テンソル $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ を使わない表式に書き直せば，$\chi=(32\pi^2)^{-1}\int \mathrm{d}^4x\sqrt{g}\,G$ である．一方，T_a を Y 上で積分すれば，$\Box R$ の項は消えるので，$\int \mathrm{d}^4x\sqrt{g}\,T_a=\int \mathrm{d}^4x\cdot\sqrt{g}(aF+bG)$ となる．もし $R_{\mu\nu}=0$(真空解)または $C_{\mu\nu\rho\sigma}=0$(conformally flat な解)であれば，$F=G$ または $F=0$ となるので，$\int \mathrm{d}^4x\sqrt{g}\,T_a=32\pi^2(a+b)\chi$ または $32\pi^2\cdot b\chi$ という関係を得る．しかし，物理的な観点から両者を比較することはまだなされておらず，得られた関係がどのような意味をもっているのかは今後に残された問題である．

最後に，平らな時空で一様な加速度運動をしている観測者が熱的な粒子生成を検出することと EULER 標数との関連について述べておこう[12]．通常の MINKOWSKI 時空において，$t=\xi\sinh aw$, $x=\xi\cosh aw$ という座標変換をすると，メトリックは

$$\mathrm{d}s^2=-a^2\xi^2\mathrm{d}w^2+\mathrm{d}\xi^2+\mathrm{d}y^2+\mathrm{d}z^2 \tag{46}$$

となる．$\xi=\pm a^{-1}$, $y=z=0$ の曲線は，一様加速度 $\pm a$ で x 軸に沿って運動している観測者の世界線である．この観測者にとっては，w が固有時間であり，曲面 $\xi=0$ が一種の E. H. になっている．というのは，$t^2-x^2>0$ の領

域からの情報は決してこの観測者に伝わらないからである．$\tau=iw$ と変換して，時空を EUCLID 化する．この平らな時空も一種のインスタントン解である．慣性系の観測者の時空を EUCLID 化した場合には，τ は周期 $2\pi/a$ で周期的な角座標になる．そのトポロジーは R^4 で，境界 $\xi\to\infty$ が曲率をもっていることから，境界からの寄与によって $\chi=1$ となる．加速度運動している観測者の時空を EUCLID 化した場合には，曲面 $\xi=0$ が時空から除外されており，τ は周期的でなくてよい．そのトポロジーは $R^3\times S^1$ で，二つの境界 $\xi\to\infty$ と $\xi=0$ からの寄与が相殺し合って $\chi=0$ となる．二つの時空は $\xi=0$ で特異なゲージ変換によって結びついているといえる．$\chi=0$ の時空での真空の定義からみれば，$\chi=1$ の時空での真空は，τ の周期性のために，熱的な状態になっている．故に，B. H. の時空で一定の r で静止している観測者と同様に，平らな時空において一様加速度運動をしている観測者は温度 $T=a/2\pi k$ で熱平衡にある粒子を検出することになる．

大域的な量子効果による重力場中の粒子生成，局所的な量子効果によるトレース異常，EUCLID 化された時空とその EULER 標数，これらの結びつきが物理的により深く理解されることが期待される．

文　献

(1) L. PARKER: 'Asymptotic Structure of Space-Time', edited by F. P. ESPOSITO & L. WITTEN, Plenum Press, New York, p. 107 (1977)
(2) S. W. HAWKING: Nature, **248**, 30 (1974)
(3) P. C. W. DAVIES: Rep. Prog. Phys., **41**, 1313 (1978)
(4) G. W. GIBBONS & M. J. PERRY: Proc. Roy. Soc. Lond., **A 358**, 467 (1978)
(5) P. C. W. DAVIES: Review article contribution to the GRG Einstein centenary volume, (Preprint) (1978)
(6) M. J. DUFF: Nucl. Phys., **B 125**, 334 (1977)
(7) S. M. CHRISTENSEN & S. A. FULLING: Phys. Rev., **D 15**, 2088 (1977)
(8) S. W. HAWKING: Phys. Letters, **60 A**, 81 (1977)
(9) G. W. GIBBONS & S. W. HAWKING: Phys. Rev., **D 15**, 2752 (1977)
(10) 例えば，解説として，細谷暁夫：日本物理学会誌，**33**, 681 (1978)
(11) N. K. NIELSEN et al.: Nucl. Phys., **B 136**, 475 (1978)
(12) S. M. CHRISTENSEN & M. J. DUFF: Nucl. Phys., **B 146**, 11 (1978)

7　時空の次元数について

小 玉 英 雄

空間がなぜ3次元であるかということは，人類が自然のもつ秩序を理解しようとする試みを始めて以来常に最も大きくかつ基本的な問題の一つであった．ARISTOTELESを筆頭とするギリシャ・ローマの哲学者達もこの問題を解決しようと試みたが，結局3次元性の意味を明確にしたにすぎなかった[1]．それからの長い暗黒時代の後に，NEWTONが初めて自然の法則性を抽出して，それにコンパクトな数学的表現を与えることに成功したが，彼もこの問題に対しては無力であった．彼にとって空間は絶対的な容器にすぎず，また彼の法則の構造は，すべての現象をその絶対空間における質点の運動の問題に分解しようとするものであったために，空間の次元数はアプリオリな仮定であり説明の対象となりえないものであった[1]．

この問題に新たな進展をもたらしたのは，場の物理学の誕生と発展である．FARADAY, MAXWELL, HERTZらによって定式化された電磁場の理論は，本質的に新しい要素を内在的に含んでいた．この要素の意味を初めて正しく理解し，われわれをより深い時空認識へと導いたのがEINSTEINであった．彼は，場の概念を基礎として時間・空間の概念を再分析することにより，内在する物質の従う物理法則と時間・空間の構造とが不可分の関係にあることを特殊相対性理論として定式化し，さらに重力の問題の分析を通して，時空と物質のダイナミクスとしての一般相対性理論へと結晶させた．一方，今世紀における物質の構造の研究は，古典物理とは全く異質な量子物理を生み出し，微視的世界の豊かな構造をあばき出した．今世紀におけるこの二つの大きな理論的成果は，われわれの時空が4次元であることについて何か教えてくれるであろうか．

特殊相対性理論

特殊相対性理論における時空の次元の影響は，LORENTZ群の構造と波の伝播の性質の問題に集約される．LORENTZ群については，次元依存性は本質的にその部分群である回転群の問題に帰着されてしまう．空間の次元が2のとき，この群はABEL群になってしまい，その表現は連続な実数によって特徴づけられる[2]．これは，スピンが連続な実数値をとりうることを意味する．一方，空間の次元が4次以上のとき，回転群の表現は3次元のときのように1個の離散的なパラメータによって分類することはできず，スピンの構造は複雑になる[2]．また，角運動量は本質的にテンソル量になってしまい，同様の理由によって，電場はいぜんとしてベクトル量であるが磁場はもはやベクトル的にとらえることができなくなる．磁場-電場対称性，磁力線などの概念は意味を失う．われわれの空間が3次元でなかったら，FARADAYは電磁場の法則を発見できなかったかもしれない．

WEYLは，この回転群の構造の大きな次元依存性に深い意味を見出そうとしている[3]．確かに，この問題が素粒子のスピンの構造と不可分の関係にあることは興味深い．実際，曲がった時空においてスピノール場を定義しようとすると，FERMI粒子はそれ自身で，背景の時空と独立な固有のLORENTZ枠の存在を要求することがわかる[4]．これは素粒子の内部構造としてのスピンの問題の解明が，逆に，その外部世界の空間の構造の問題への手掛りを与える可能性を示唆しているように思われる．しかし，現在の段階では，電子にスピン以外の内部構造はみとめられておらず[5]，また，BOSE粒子の存在と役割について深い理解をもたらした統一ゲージ理論[6]などの場の理論も，FERMI粒子に関してはそのアプリオリな存在を仮定しており，われわれはこの問題に対して無力である．

ところで，特殊相対性理論の発見の契機となった電磁場の法則は，LORENTZ不変性以外に，時間・空間の長さのスケールの変換に対する不変性をもっている．実は，さらに各点ごとでの独立なスケールの変換——共形変換に対しても不変であることがわかる[3]．この性質はスピン1で質量が0の場，特にゲージ場に共通の性質であるが，4次元でのみ成立するものである[7]．一般に，物理法則が共形変換に対して不変であることは，長さとか時間間隔の絶対的な値が意味を失い，物理法則がすべてのスケールにわたって本質的に等質的であることを意味する．実際は，われわれの世界はこのような構造をもっていない．それは，特に重力と質量の存在がこの不変性を破るためである．質量の問題は，われわれの世界のスケールを決めているのが微視的な法則であることを意味している．一方，重力については，この共形不変性との関係が重力の量子化の問題と深く関連していることが指摘されているが[8]，現在の段階では，この不変性の深い意

味についてはまだ十分わかっていない．

次に波の伝播の問題を考えてみよう．よく知られているように，この問題に関しては，偶数次元と奇数次元とでは大きな差が現われる[3][9]．奇数次元の時空では，HUYGENS の原理が成立せず，その結果，粒子から放出された波のもつ運動量は空間にたまってしまい，粒子は自分が過去に放出した波と相互作用することになる．したがって，一般に粒子系の時間発展はその系の過去の全歴史に依存してしまい，因果構造が複雑になる．偶数次元では HUYGENS の原理は成立し，このような困難はおこらないが，6次元以上になると D'ALEMBERT 演算子の GREEN 関数の輻射を表わす部分が時間について高階の微分を含むようになるために[10]，別の問題がおこってくる．たとえば，電流 j^μ によって作られる電磁場のポテンシャル A^μ の輻射部分は，LORENTZ ゲージのもとで，時空の次元を n とするとき，次のように表わされる．

$$A^\mu(t,\boldsymbol{r})\sim C_n\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)^{n/2-2}\int\frac{j^\mu(t-|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|,\boldsymbol{r}')}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|^{n/2-1}}\mathrm{d}\boldsymbol{r}' \tag{1}$$

この時間微分のために，粒子からのエネルギー輻射率は加速度の高階時間微分およびその高次のベキに依存するようになり，粒子から波の形でのエネルギー放出は不活発となる．

一般相対性理論

このように，特殊相対性理論の世界では，次元の変化は定性的に大きな違いをもたらさないが，重力の問題を考慮すると事情が変わってくる．一般相対性理論では，時空の因果構造を記述するメトリック $g_{\mu\nu}$ は，EINSTEIN 方程式，

$$G_{\mu\nu}[g]\equiv R_{\mu\nu}-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}R=kT_{\mu\nu} \tag{2}$$

によって物質のエネルギー・ストレステンソル $T_{\mu\nu}$ と結びついている[11]．ここで，$R_{\mu\nu}$, R はそれぞれ RICCI 曲率，RICCI スカラーを表わす．EINSTEIN 理論において注目すべきことは，この方程式の左辺の部分が，時空構造がメトリックだけで記述できると仮定するかぎり，不変性と因果性の要請によって一意的に決まってしまうことである[11]．したがって，この方程式は，時空の構造と物質の相互作用を記述する理論として，時空の次元によらない，非常に高い一般性をもっている．そこで，この EINSTEIN 方程式を手掛りとして，重力場が4次元以外の時空でどのような振舞いをするか調べてみよう．

時空が2次元の場合，$G_{\mu\nu}\equiv0$ となり[12]，物質と時空構造とは完全に分離してしまう．3次元時空では，RIEMANN の曲率テンソルは RICCI テンソル $R_{\mu\nu}$ によって完全に表わされ独立な自由度をもたないために[12][15]，物質の存在しない時空領域($T_{\mu\nu}=0$)では曲率テンソルがすべて0となり，時空はその領域で MINKOWSKI 的になってしまう．これは重力が接触力的な短距離力となってしまうことを意味し，特にブラックホールを表わす解は存在しない．この状況は，静的な球対称解を調べてみるとよくわかる．遠方で MINKOWSKI 的になるという条件のもとで，密度が $\rho(r)$ で分布している相互作用のないガスに対する解は次のようになる．

$$\mathrm{d}s^2=-\mathrm{d}t^2+\left[1+2k\int_r^\infty r\rho\,\mathrm{d}r\right]^{-1}\mathrm{d}r^2+r^2\,\mathrm{d}\varphi^2 \tag{3}$$

$r\geqq R$ で $\rho=0$ とすると，この領域でメトリックは完全に MINKOWSKI 時空のものと一致する．また，どのような密度分布に対しても $\rho\geqq0$ であるかぎり $r=\mathrm{const.}$ 面が光的(null)になることはない．この解の表わす時空では，$r=0$ を中心とする円の半径と円周の長さの比が，半径を0にした極限でも 2π にならず，原点は円錐の頂点の近傍のような特異点となっていることがわかる．このように，一般に3次元時空では，物質の存在する所に特異点が存在することがわかる．このような重力場の挙動は，NEWTON の重力理論と対照的である．NEWTON 理論においては，重力ポテンシャル ϕ は，POISSON 方程式 $\Delta\phi=k'\rho$ に従うが，2次元空間における LAPLACE 演算子の GREEN 関数は $\log r$ のような挙動を示すので[13]，重力の影響は非常に遠方まで及び，すべての系は重力的に束縛されてしまう．1次元空間では，この状況はさらにひどくなる．

一方，時空が5次元以上のとき，EINSTEIN 理論は4次元のときと定性的に異ならないようにみえる．重力場は，長距離力を表わす静的部分と重力波の自由度を表わす動的部分からなり[11][14]，弱場近似で NEWTON 理論を再現する[11]．静的な球対称解は，SCHWARZSCHILD 解と同様の構造をもち，一般に重力崩壊はブラックホールを作る．また，重力が普遍的な非常に強い引力であることを表わす特異点定理も，その議論が全く次元に依存しないために，高次元でも成立する[15]．しかし，2体系の挙動を調べてみると大きな相異があることに気づく．この状況は NEWTON 近似でみるとわかりやすい．重心系における運動方程式の動径成分は次のようになる．

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)^2+V_{\mathrm{eff}}=E \qquad V_{\mathrm{eff}}=\frac{l^2}{2r^2}-\frac{\kappa}{r^{n-3}} \tag{4}$$

(4)で与えられる V_{eff} の挙動を調べるとわかるように，$n=4$ では，$r\sim0$ で遠心力ポテンシャルが重力にうちかつため安定な束縛運動が存在するが，$n\geqq5$ では逆に重力の方が強くなるために，エネルギーが負の粒子は，完全

な円運動を除いて，必ず有限な時間内に無限大の速度で原点に衝突してしまう．状況は一般相対性理論でも同じで，重力波の放射を無視しても安定な星系は存在しない．さらにブラックホールは，作用範囲は狭まるものの非常に強い吸収力をもつ天体となり，われわれの宇宙のような安定な束縛運動の存在を背景とするさまざまな階層構造は不可能となるであろう．

量子論

量子論の一つの大きな成果は，原子の安定性を説明することに成功したことである．ところが，上記の重力ポテンシャルの挙動の次元依存性は，COULOMB ポテンシャルが同様の挙動を示すために，原子の安定性にも影響を及ぼすことがわかる．電子の波動関数の動径成分は次の方程式に従う．

$$\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{n-2}{r}\frac{du}{dr}+\left(E+\frac{\kappa}{r^{n-3}}-\frac{l(l+1)}{r^2}\right)u=0 \quad (5)$$

これより決まるエネルギースペクトルは，$n\geq5$ のとき負のエネルギー領域でも連続で下に有界でない．このことは，$n=4$ のとき，$|E|$ を大きくすることは，r のスケール変換により，ポテンシャルを浅くすることに対応するのに対して，$n\geqq6$ では逆にポテンシャルを深くすることに対応することに着目すると容易に理解される．特に $n=5$ では，$|E|$ は r のスケール変換に完全に吸収されてしまう．時空が4次元の場合でも，よく知られているように，中心にある源の電荷が大きくなると真空は不安定となるが(16)，5次元以上での状況はさらにたちの悪いものである．原子は，非相対論の範囲でもフォトンの自然放出に対して不安定であり，PAULI の原理は何の役にも立たない．さらに相対論的に反粒子の効果を考慮すると，中心電荷がどんなに小さくても，電子・陽電子の対生成に対して真空が不安定となる．しかも，波動関数は規格化は可能であるが中心で特異性をもち，中心核との重複が大きいため，非常に核に捕獲されやすくなる．いずれにしても，原子は安定に存在しえなくなる．

現代の場の理論は，QED の成功に味をしめ，相互作用のくり込み可能性を重視する傾向にあるが，この点でも，よく知られているように，次元を高くすることは状況を悪化させる(17)．実際，5次元以上の時空では，くり込み可能な相互作用は一般に存在しない．特に QED はくり込み不可能となる．これは，高次元では短距離ほど相互作用が複雑になることを意味する．一方，逆に次元を下げると，一般に赤外不安定が生じるが(18)，これは，低次元ではすべての相互作用が非常に遠方まで及ぶようになり，物理系の均一化の傾向が強くなることを意味する．4次元では両方の問題が生じるが，多くの場合，いずれも性質のよいものである．

このような分析を素粒子の構造の問題までおし進めることはできない．それは，一つには，われわれがこの領域で十分満足できる理論をもたないことにある．しかしもっと大きな理由は，このような微小領域では時空の4次元性は経験的に十分確立されているとはいい難く，むしろ時空概念自体の大幅な変更を強いられる可能性があるからである(19)．特に，この領域で重力の果たす役割は未知数である．

以上の簡単な考察からもわかるように，一般相対性理論と量子論とは，われわれの世界が安定でさまざまな階層構造をもつのは，時空が4次元であることと深くかかわっていることを教えてくれる．しかし，結局，現代の物理学も，時空の4次元性をより基本的な原理から説明することはできない．おそらく，なんらかの形で4次元からのずれが生じる階層の発見によって初めて，われわれの時空が4次元である理由を真に理解することができるのであろう．

(Hideo KODAMA　京都大学理学部物理第二教室)

文　　献

(1) エル・ヤ・シュテイマン：空間と時間の物理学，水戸巌訳，東京図書 (1967)
(2) M. HAMERMESH: Group Theory and its Applications to Physical Problems, Addison-Wesley (1962)
(3) H. WEYL: Philosophy of Mathematics and Natural Science, Princeton Univ. Press, (1949)，菅原正夫ほか訳，岩波書店 (1959)
(4) R. PENROSE: "Structure of Space-Time" in 'Battelle Rencontres', C. M. DEWITT & J. A. WHEELER, eds., Benjamin, New York (1968); R. GEROCH: J. Math. Phys., **9**, 1739 (1968); **11**, 343 (1970)
(5) 岡林孝郎：日本物理学会誌，**24**，181 (1969)；木下東一郎：日本物理学会誌，**29**，471 (1974)
(6) S. WEINBERG: Rev. Mod. Phys., **46**, 255 (1974); H. GEORGI & S. L. GLASHOW: Phys. Rev. Let., **32**, 438 (1974)
(7) S. DESER et al.: Nucl. Phys., **B 111**, 45 (1976); M. J. DUFF: Nucl. Phys., **B 125**, 334 (1977)
(8) F. ENGLERT et al.: Nucl. Phys., **B 117**, 407 (1976)
(9) 江沢洋：数理科学，**126**，34 (1973)
(10) I. M. GEL'FAND & G. E. SHILOV: Generalized Functions, vol. 1., Academic Press, New York (1964)
(11) C. W. MISNER et al.: Gravitation, W. H. Freeman and Company (1973)
(12) S. KOBAYASHI & K. NOMIZU: Foundation of Differential Geometry, vol. 1., Interscience, New York (1963)
(13) R. COURANT & D. HILBERT: Method of Mathematical Physics II, Interscience, New York (1962)
(14) R. ARNOWITT et al.: The Dynamics of General Relativity in 'Gravitation: introduction to current research', L. WITTEN, ed., John-Wiley and Sons (1962)
(15) S. W. HAWKING & G. F. R. ELLIS: The Large Scale Structure of Space-Time, Cambridge Univ. Press (1973)
(16) P. A. M. DIRAC: The Principle of Quantum Mechanics, Oxford Univ. Press (1958); Ya. B. ZEL'DOVICH & V. S. POPOV: Sov. Phys.-USPEKHI, **14**, 673 (1972)
(17) F. J. DYSON: Phys. Rer., **75**, 1736 (1949); N. N. BOGOLIUBOV & D. V. SHIRKOV: Introduction to The Theory of Quantized Fields, Interscience, New York (1959)
(18) 麦林布道：日本物理学会誌，**24**，203 (1969)
(19) 岩波講座　現代物理学の基礎 11，素粒子論 (1974)

8　重力場のエネルギーの符号が決まった

小 玉 英 雄

一つの系から最大どれだけエネルギーを取り出すことができるかというのは非常に興味深い問題である．古典的な系では，この問題に対する答は無限大であることが多い．たとえば半径 R のガス球を考えよう．ニュートン力学の範囲ではこのガス球の質量 M は保存量で，その重力エネルギーは $-kGM^2/R$(k は密度分布に依存した $o(1)$ の正の数)で与えられる．明らかに半径が小さくなると重力エネルギーはいくらでも小さくなる．したがって，星でおこるように内部エネルギーへの変換を通して重力エネルギーを輻射のエネルギーに変換してやれば，この系からは無限大のエネルギーを取り出せそうにみえる．

幸か不幸か，このように無限のエネルギーを一つの系から取り出すことが，古典的な一般相対性理論の枠内では不可能であると主張する定理が最近証明された．通常エネルギーの正値定理(positive energy theorem)(以下 PET と略記する)と呼ばれるこの定理の内容はおおまかには次のように表わされる：

"局所的なエネルギー密度が非負の物質から成る系の，重力エネルギーを含む全エネルギーは非負である"．

この定理は，1957年の WEBER と WHEELER による重力波のエネルギーの研究以来，約20年間にわたって多くの相対論研究者の挑戦を退けてきたエネルギーの正値予測に対する肯定的解答である．

この定理の証明に最初に成功したのは，SCHOEN と YAU である．彼らの方法は，それまでの最も主流的なアプローチであった微分幾何的方法に従ったものであるが，関数解析的手法と背理法という高度の数学的手法に大きく依存しているために，その証明の意味は物理学者にとってはあまりわかりやすいものではなかった．このような状況に新たな急展開をもたらしたのが，WITTEN による第2の証明法である．彼は，量子超重力(quantum supergravity)という全く別の視点から古典一般相対性理論をみることにより，全く新しくかつ物理的に非常に見通しのよい証明法を見出すことに成功したのである．

WITTEN の証明について述べる前に，PET に内在する一般相対性理論特有の問題に触れておく必要がある．その第1のものは，一般相対性理論におけるエネルギーの定義の問題である．一般相対性理論において前もって存在するエネルギー概念は，物質のエネルギー・運動量テンソルだけである．時空が時間的に定常(数学的には時間的なキリング・ベクトルが存在)でないかぎり，物質のエネルギーだけでは保存則を満たさない．これは，エネルギー保存則は物理法則の時間的並進不変性の結果であるという一般定理の現われである．そこで保存則を満たすようにするには重力のエネルギーを付け加えなければならないわけであるが，一般相対性理論では，物質の場合のようなテンソル量としての重力のエネルギー・運動量は存在しない．これは，一般相対性理論では等価原理が成り立ち，重力場は局所的には常に消去可能である結果，重力エネルギーの共変的な局所化が不可能であるためである．

この困難の解決策は，局所的なエネルギーを定義することをあきらめ，全エネルギーの定義可能性だけを考えることである．もちろん全エネルギーに限っても，常に定義できるわけではない．現在のところ，考えている時空が漸近的にミンコフスキー時空ないし反ド・ジッター時空(負の宇宙項をもつアインシュタイン方程式の真空解で最大の対称性をもつもの)の場合には，満足できる全エネルギーの定義が可能であることがわかっている．当然の結果として，このようにして導入された全エネルギーは，局所的なエネルギー密度の空間積分として表わされるものではなく，時空計量の物質から十分離れた領域における漸近的挙動という非局所的な表式で与えられることになる．したがって PET は，物質のエネルギー密度という局所的な情報とそれと直接関係のない全エネルギーという非局所的な特性とを結びつける定理である．このことが PET の証明が困難であった最大の原因である．

PET に内在するもう一つの問題は，物質のエネルギー密度についての条件である．上記の定理の表現はこの点で厳密ではない．これは，一般相対性理論ではニュートン理論と違い，エネルギーだけでなく運動量や圧力(一般にはストレス)も重力の源になるため，エネルギー密度の非負値性だけでは全エネルギーの非負値性が保証されないためである．より正確には，“dominant energy condition”と呼ばれる次の条件が必要である：

“物質のエネルギー・運動量テンソル $T_{\mu\nu}$ は任意の未来向きの時間的ないし光的ベクトル V^μ, W^μ に対して常に $T_{\mu\nu}V^\mu W^\nu \geqq 0$ となる”.

さて，WITTEN の証明の非常にすぐれた点は，全エネルギーを直接，物質のエネルギー・運動量テンソルを含む非負の量の空間積分として表わす表式を与えた点にある．この WITTEN の表式の最大の特徴はスピノールの登場である．この古典物理学とは本来無縁のスピノールが古典論で重要な役割を果たすというのは一見非常に不思議にみえる．WITTEN 自身は，スピノールの利用というアイディアを DESER–TEITELBOIM, GRISARU らによる，量子超重力におけるエネルギーの正値性についての考察から得たと述べている．DESER らの議論とは次のようなものである．超重力理論においては，フェルミオンとボゾンをまぜる超対称性(supersymmetry)という対称性が存在する．その生成演算子はマヨラナ・スピノール Q_α で表わされる．超対称性の興味深い点は，それを2回くり返すと時空の並進変換が生成されることである．そのために Q_α はハミルトニアン H と次のような関係式で結びついてしまう．

$$H = (8\pi G\hbar)^{-1} \sum_{\alpha=1}^{4} \{Q_\alpha, Q_\alpha\}$$

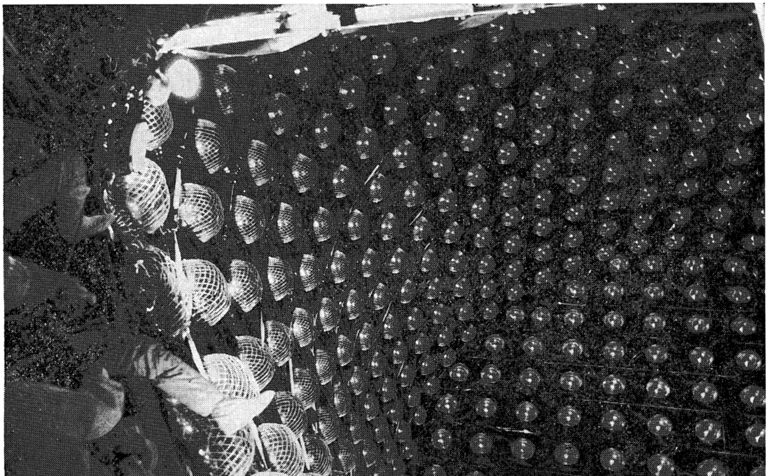
明らかに右辺は非負であり，したがって量子超重力理論では全エネルギーは決して負にならない．ここで $\hbar \to 0$ の極限をとれば，この結果は古典相対性理論で PET が成立することを示唆する．もっとも，WITTEN 自身は彼の利用したスピノールが Q_α とどのような関係にあるのかを明らかにはしなかった．

ごく最近になって，WITTEN の表式の成立は偶然のものではなく，やはり超重力の理論から自然に導かれるものであることが HOROWITZ-STRÖMINGER および DESER によって示された．彼らは，演算子の(反)交換関係のかわりにポアソン括弧(より正確にはディラック括弧)を利用することによって超重力の古典正準理論を構成すると，超対称性変換の変換パラメータがウィッテン・スピノールに対応し，上記の Q_α と H の関係式から全エネルギーに対する WITTEN の表式が自然に導かれることを示したのである．このように，純粋な古典相対性理論の問題にすぎなかったエネルギーの正値性の問題は，WITTEN のアイディアを通して重力場の量子論に対する洞察を与える可能性のある，より深い問題へと発展したのである．

最後に，PET のかくれたもう一つの側面について述べておく．一般に相対性理論では，最初スムーズな時空および物質分布から出発しても，有限の時間の後に物質の密度や時空の曲率が無限大になることがある．実は，“特異点定理”と呼ばれる定理は，このような特異点の発生がむしろ一般的であることを主張している．もちろん，自然界でこのような現象が実際におこっているという徴候はこれまでのところない．この矛盾を解消するために考え出されたものに“宇宙検閲官(cosmic censorship)の仮説”というものがある．これは，シュバルツシルトのブラックホールやカーのブラックホールのように，たとえこのような特異点は発生しても“地平線”によってわれわれの世界から隠されてしまうという仮定である．実は，PET もこの仮定のもとでのみ成立するものなのである．もしわれわれにみえる特異点が発生すると，PET は破れる可能性がある．現在のところ，われわれの世界で“宇宙検閲官の仮説”が成立しているかどうかは全く不明である．むしろ，いくつか特異な場合には反例が存在することが示されている．この検閲官仮説が証明されて初めて，“エネルギーの正値定理”がわれわれの世界の安定性を保証するものになるのである．

(Hideo KODAMA，東京大学理学部物理学教室)

第Ⅱ部　宇宙と素粒子



神岡鉱山に置かれた3000 t 水チェレンコフ光検出器の内部．陽子崩壊の観測をはじめとして，最近では太陽中心部での熱核反応で発生するニュートリノの検出にも力を注いでいる．8 MeV 以上の反応をすべてキャッチできる，世界で最も感度が高い検出器で，1987 年 2 月 23 日におこった大マゼラン雲の超新星爆発 SN 1987a にともなうニュートリノバーストを 13 秒間に 11 例観測した．これは史上最初の天体ニュートリノ観測である．

素粒子物理でのこの時期の大きな進歩は電弱理論と量子色力学というゲージ理論の成功で始まった．それ以後の素粒子物理は二つの領域に分かれたといわれる．一つはすべての力の統一を可能にするゲージ群とその起源を探る統一理論の試み，第二は厳密な土台のできた量子ゲージ理論を解いてクォークの閉じ込めをはじめとするさまざまの現象を説明しようとする試みである．本書にはゲージ理論の成功までの経緯と“統一理論の試み”を重点に収録した．

II-1“自然と素粒子”(牧二郎)は歴史的概観にもふれており，全体の序説となるであろう．II-2〜II-4“素粒子物理学，その現状と展望”(南部陽一郎)は，物性物理学との対比もしつつ，場の量子論の基本的概念を軸にしての総括と展望を述べた本格的なものである．もともとこの分野の専門家向けになされた講演の原稿であるが，訳注による解説が理解の助けになろう．II-5“なぜ素粒子の力を統一的に理解できるのか——W粒子とZ粒子”(鈴木眞彦)は電弱理論の確立過程を懇切ていねいに解説したもので，理論と実験のかかわり方などが興味深い．II-6“素粒子物理のフロンティア——ゲージ原理の時代”(江口 徹)はゲージ理論自体の研究の動向を述べている．

統一理論は，大統一理論(GUT)，超対称性(SUSY)，カルーツァ-クライン理論，超弦理論(super string)へと忙しく展開してきた．II-7, II-8“力の統一理論”(吉村太彦)にはGUTの総説と著者が提案した宇宙バリオン数生成などのGUTの予言がまとめられている．II-9“陽子の寿命”(荒船次郎)，II-10“神岡鉱山で陽子崩壊をみる”(須田英博)はGUTの最大の予言である陽子崩壊に関するものだが，最近にいたるまでまだ肯定的な実験結果は得られていない．II-11“ニュートリノに質量はあるか——この宇宙を支えるもの？”(中川昌美)，II-12“モノポールは夢か現実か？”(風間洋一)もGUTとの関連である．

重力をも含む統一を目指すにはより高い対称性が必要となる．II-13“注目浴びる超対称性理論”(井上研三)はその動機と加速器実験での超対称パートナー探しにふれているが，現在のところ否定的である．II-14“素粒子論と重力理論の統一をめざして——ゲージ理論と超統一理論”(藤井保憲)はゲージ理論としての一般相対論について，II-15“時空は11次元か——カルーツァ-クライン理論の復活”(藤井保憲)はゲージ対称群の起源をコンパクト化された内部空間に求めるカルーツァ-クライン理論についてのもので，この理論の高次元の考えは次の超弦理論にも受け継がれている．II-16“超弦理論”(吉川圭二)は“点”と“弦”とを対比した考え方の基本から激動する現状までふれている．

II-17“理論物理学の終りはみえているか”(S. Hawking)，II-18“場の量子論は理論か”(G. 't Hooft)は当代一流の理論家の含蓄ある論考である．II-19“どこへ向かうのか素粒子物理は”(釜江常好・相原博昭)は主に実験の側からする現状の総括である．

1 自然と素粒子*

牧　二郎**

自然を組み立てている最も普遍的な物質である素粒子の世界について，物理学者の認識は大きく変貌しつつある．本稿ではこの最近の発展の姿を紹介し，将来の方向について考える一助としたい．

自然界や宇宙全体の姿と素粒子の世界の有様との間には，漠然と想像されるよりはるかに深い連関が見出されるものです．たとえば生命現象を原子，分子のレベルから理解しようとするとき，これらを組み立てる陽子や電子が安定な存在であることを自明の前提としていますが，この安定性は本当は素粒子の世界では進んで説明されねばならないことの一つです．また，現在の宇宙の様相を特徴づけるいろいろな素粒子の存在比とか，宇宙の生成の歴史なども素粒子の種別分化の理解の仕方と決して切りはなすことはできません．科学のもたらす統一的な物質観・自然観の形成と深化の歴史は，同時にまた最も根源的な物質とその法則を執拗に探究するAtomistikの発展史でもありました．このような歴史的道程のなかで最近の物理学が描いてみせる素粒子の世界のあらましを手みじかにご紹介するのがこの話の目的です．ただしここでは面倒な数式や細かい数値を全く無視したごく大づかみな内容で満足していただかなければなりません．

素粒子論の生い立ち

そもそも‘素粒子’といえばわれわれの日常生活からおよそ縁のないミクロの世界の存在にすぎないと受けとられるのが常ですが，素粒子のなかで最も代表的な〈光子〉(γ)や〈電子〉(e^-)は，実は人間の感覚にも最もなじみ深い素粒子です(以下で括弧内は粒子をあらわす慣用の記号を，また肩の符号＋，－はその粒子の電荷の正負を示します)．すなわち，眼に物が見えるのは，眼球にとび込んだ光子が網膜の原子を刺激するためであり，またブラウン管の映像は電子銃から放射された電子が螢光板にあたって結ばれるものですから，私たちは光子や電子を‘観測’しながら毎日を送っているわけです．この二つに陽子(P)を加えれば，これらから最も簡単な原子——水素原子——を作ることができます．

電子は陽子との間に図1のように光子をやりとりする

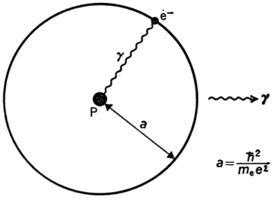


図 1　水素原子の構成．

ことにより陽子のまわりに引き寄せられ(Coulombの力)，その周囲を運動しますが，この運動状態は光子を輻射したり吸収したりして変化します．この原子の世界を律する運動法則が〈量子力学〉であります．なお，図の下に書いた公式はBohr半径(a)とよばれる量で，基底状態にある水素原子の“半径”を意味します．すなわちこの半径aの値($\sim 10^{-8}$ cm)はPlanckの定数($\hbar$)，電子の質量(m_e)，電子や陽子の荷電(絶対値をeとかく)のそれぞれの大きさに依存して定まっているわけです．他方，電子の質量は陽子のわずか1/2,000の軽さですから，水素原子の質量のほとんど全部が陽子によるものであり，他の一般の原子でもそれらの質量は中心にある〈原子核〉の質量にほぼ等しいことはいうまでもありません．

こうして原子の諸性質は，本質的にその構成要素とその従う運動法則の問題に帰着されることになりました．

したがって物理学者の自然探究の次の目標が原子核に置かれるようになったのは当然でありますが，事実“奇跡の年”とよばれる1932年には原子核の中から中性子(N)が発見され，原子核の神秘は一気に白日の下にさらされ物理学の歴史に新たな章が書き加えられる端緒となったのです．しかし，これ以後半世紀に近い素粒子物理学の歴史を順にたどることはこの話の目的ではありませんから，ここでは直ちに今日の問題に移りましょう．ただ，その前に次のことを想いおこしておきたい．それは中性子の発見，原子核模型の確立，ニュートリノ仮説とベータ崩壊の理論，そして最後に中間子概念の導入とい

---

* 1978年11月11日に行なわれた基礎物理学研究所25周年記念講演(東京)に手を加えたもの．

** Ziro Maki　京都大学基礎物理学研究所

表 1　いろいろな素粒子.

種　　族	粒子(場)の記号
I. レプトン	e^-, ν_e; μ^-, ν_μ; τ^-, ν_τ; …?
II. ハドロン	P, N, Λ, Σ, Ξ, Ω, Δ, … π, K, η, η'; A_1, B, S; D, F, … ρ, K^*, ω, ϕ; J/ψ, ψ', ψ'', χ; Υ, Υ′, Υ″, …
III. クォーク	u, d, s, c, b, 〔t〕, …?
IV. ゲージ場	γ; W, Z; G…; 重力子, 重力微子
V. そ の 他	いろいろな Higgs 場(Φ, …)

った記念碑的な達成が，わずか3年間足らずの短期間に集中的にあらわれたという驚くべき事実です．物理学の歴史において1924～26年が量子力学の建設という大きな革命の時期であったとすれば，1932～1935年というこの時期は現代物理学の主柱である〈素粒子論〉の礎石がしっかりと据えられた重要な転換の日々であったとみなしてよいと思われます．実際，中間子論に関する湯川秀樹博士の歴史的論文が‘素粒子の相互作用について’という極めて一般的な標題で発表されたこと自体，この重大な転換を高らかに告げるものであったといえましょう．というのは，ここではじめて，光子，電子，陽子，…といった“個別名詞”に代って〈素粒子〉という一般名詞が，また電磁相互作用や核力といった‘個別’の力の代りに〈相互作用〉というより一般的な概念が積極的に提示され，定着することになったからです．

豊富な素粒子

さて，こうして素粒子や相互作用といった一般的概念から出発しますと，まず第一に自然界にはどんな種類の粒子があり，またそれらがどのような相互作用(または力)の下にあるかという問題——すなわち素粒子の模型の問題を検討しなければなりません．ただ，この検討に常につきまとうのはいわゆる“素粒子性”の問題であります．つまり，研究の対象であるあれこれの素粒子が果して本当の素粒子であるのか否か，さらに“本当の素粒子”とはいかなる概念であるべきなのか．こうした，いわば“素粒子は素粒子であろうか”という同語反復的な自問自答を繰り返しながら進むのが素粒子論という学問の宿命であり，またその発展の原動力となってきたのであります．このことを念頭において話を本筋にもどしましょう．

表1に沢山の記号を書きならべましたが，これは今日素粒子とよばれているものの多様性を印象的に示すためで，覚えていただく必要はありません．もちろん，これで全部なのではなく，たとえば共鳴状態とみられる粒子の一部は省略してあります．また，I，IIの粒子とIVの光子以外のものは，すべて現在では仮説的物質であることも注意しておきます．

表の最上段のIにあるものは，レプトン(lepton)族とよばれ，“強相互作用”をもたない粒子で，スピン(自転角運動量)の大きさはいずれも($\hbar$ を単位に)1/2のものです．原子核がベータ放射能を示す現象は，核内の中性子が陽子に転化すると同時に電子とニュートリノの対を放出する過程，$N \to P + e + \bar{\nu}_e$(ここで $\bar{\nu}_e$ はニュートリノ(ν_e)の反粒子を示す)で，“弱相互作用”の典型です．(e, ν_e)の組のほかに，ミューオンとそれに伴うニュートリノ(μ^-, ν_μ)，さらにごく最近新たなレプトン——タウオン τ^- が発見され，(τ^-, ν_τ)のような組をつくっているようです．τ^- は陽子，中性子の2倍近い質量をもつので〈重いレプトン〉とも呼ばれます．これらのほかにさらにずっと重いレプトンが将来発見される可能性も否定できません．

IIはハドロン(hadron)族の主だった粒子の記号です．これらの粒子は強相互作用を通じてたがいに転化し合っているのが特徴で，このうちスピンが1/2, 3/2, 5/2,… のものは〈バリオン〉(baryon)，0, 1, 2,… のものは〈メゾン〉(meson)とよばれます．バリオンの代表例が陽子や中性子であり，メゾンのそれが π 中間子であることは申すまでもありません．このうちあるものは“奇妙さ”(ストレンジネス)と称する属性をもち(Λ, Σ, K, など)，他のあるものは“チャーム”とよばれる属性をもっています(D, F など)．この欄には表に記した以外にも非常に多くの粒子が知られています．

最近十数年来の素粒子物理学の最大の進歩は，これらのハドロンが‘素粒子’ではないことを明らかにした点にあります．‘素粒子’ではない，という意味は何か．それは，これらがより普遍的・基本的な物質から導かれるところの，単に特殊な個別的存在にすぎないということです．近くは原子核がちょうどその例であったし，古くは原子もまたそのようなものでありました．では，個々のハドロンよりもさらに普遍的・基本的なものとはどんな物質であるか．

ハドロンの基本粒子——クォーク

表1のIIIにクォーク(quark)族として u, d, s, c,…と書いたものがその答です．これらはいずれもスピン1/2の粒子であり，荷電は(e を単位として)2/3, あるいは −1/3 なる分数値をとりますが，さらに，ハドロンをこれらから組み立てるには，同一性質のクォークをもう2組，つまり計3組を用意しなければならない，と考えられています．しかしながら，クォークは実験物理学者の精力的な“クォーク探し”にもかかわらず単体の粒子としてこれまで観測されたことはありません．むしろ，通常の条

表 2 クォークによるハドロンの構成.

	バリオン B～(qqq)	
	メゾン M～($q\bar{q}$)	
例	古いハドロン (1932～1973)	
		P～(uud)
		N～(udd) etc.
		π^+～($u\bar{d}$)
		K^+～($u\bar{s}$) etc.
	新しいハドロン (1974～)	
		D^+～($c\bar{d}$)
		F^+～($c\bar{s}$) etc.
		J/ψ, ψ′, φ, χ, … ～($c\bar{c}$)
		Υ, Υ′, Υ″, … ～($b\bar{b}$)

件の下ではクォークはハドロンの中から飛び出して単体状態に解離することが不可能なような仕組み——‘閉じ込め機構’——が働いていると想定しなければなりません．クォークを一括して q という記号であらわせば，表2のように，バリオン(B)は三つの q から構成され，メゾン(M)は一つの q と一つの $\bar{q}$(q の反粒子)とから構成されるとするのが，ハドロンの複合模型にほかなりません．クォークや反クォークは，ひとたび寄り集まって各種のハドロンを作ってしまえば，通常の条件の下では再びもとのクォークに解離することはないという風な考え方，あるいは，物理的状態として自然界に実現されうる状態のうちで単独なクォークが観測にかかるようなものは原理的に許されないのだという考えなど，その不思議な性質をめぐってさまざまな理論が試みられているのが現状です．

なお，この表の下半分には4年ほど前から新たに登場した新種のハドロンの構成が示してあります．最後のもの——ウプシロン(Υ, Υ′, Υ″)——が最も新しく，陽子の約10倍の質量をもっています．これらは，いずれも米国やヨーロッパの最強力の巨大加速器によって創成されたものであります．

ともあれ，こうしてハドロン族の素粒子性が否定され，その奥にあるより普遍的な物質が仮説的なクォークという姿で研究の最前線に登場してきたことは，物質の要素性を探究する歩みが一つの新段階を迎えたことを意味します．ここまでに辿りついた経過はまことに曲折に富み，歴史的興味も尽きませんが，こうした考えの原型が π 中間子を P, N(とその反粒子)の複合系とみなす FERMI-YANG の理論(1949年)や，それを拡張して中野-西島-GELL-MANN の発見した“奇妙さの規則”を説明する坂田模型(1956年)にさかのぼることを指摘しておくことにとどめます．表2の型の模型は u, d, s までについて GELL-MANN と ZWEIG (1964年)が独立に提唱したものですが，今日では，c, b, t, … のように新たな仲間がさらにつけ加えられることになりました．

ハドロンの実体的構成がこのようなものであるとしても，ではハドロン同士の強い相互作用の起源は何か．また，クォークからハドロンを合成するためにどのような力(相互作用)が必要とされるのか，といった問題が次に解明されねばなりません．

素粒子の弱-電磁相互作用

まず，一般に素粒子の相互作用とは何かを考えてみましょう．図2の(a)は，いくつかの素粒子 a, b, … が相互作用してその結果 a′, b′, … に転化する過程をあらわします．このような一般的な相互転化の過程は，通例，あたかも電子製品の集積回路が多数の基本的回路素子の複雑な組み合せであるように，いく種類かの要素的転化過程——たとえば(b)図——の組み合せや繰り返しにより実現します．もし，ハドロン a, b, … などがすべて素粒子であれば，(b)図に対応する強い相互作用の基本過程はたとえば(c)図のような“湯川型相互作用”($N\rightleftarrows P+\pi^-$)であり，このような図を組み合せると〈核力〉を生じます．しかし，これらのハドロンがさらにクォークのようなものからできている複合粒子ならば，(c)図に代り，クォーク(q)の線を用いた(c′)図のような複雑な過程を想像しなければなりません．このとき，あらためて要素的過程とみなされるべきものは，たとえば(d)図のような“クォークの湯川型相互作用”です．ここで G とは表1Ⅳのゲージ場の欄に書いたグルオン(gluon)です．グルオンはクォークにたいする〈湯川場〉であって，クォークや反クォークを〈のり〉(glue)づけしてハドロンを構成する役割をもちます．

ハドロンが素粒子でないとすると，それが従う電磁相互作用や弱相互作用についても再検討せねばなりません．すなわち前者において光子(γ)が放出・吸収されるのはハドロンからではなくクォークからであり((e)図)，後者においても弱ボゾン(W, Z)はクォークとの間に要素的相互作用をもつと考えねばなりません((f)図)．ここで弱ボゾンとは，たとえばベータ崩壊過程 $N\to P+e+\bar{\nu}_e$ を，$N\to P+W^-$, $W^-\to e^-+\bar{\nu}_e$ のように“より要素的”な相互作用に分解したときに想定される場の粒子で，弱相互作用をになうものです．のちに説明する理由で，これをゲージ場として γ, G と同一の所に分類しておきました(表1)．クォーク模型では $N\rightleftarrows P+W^-$ の代りに，$d\rightleftarrows u+W^-$ を本当の弱相互作用とみなさねばなりません．

こうして相互作用という面からみるかぎり，表1Ⅲのハドロン族はもはや要素的存在としての意義を失ってしまったわけであります．今日の段階では，(d), (e), (f)図のように整理された相互作用が最も基本的なものであると考えられていますが，それは，この3種の相互作用

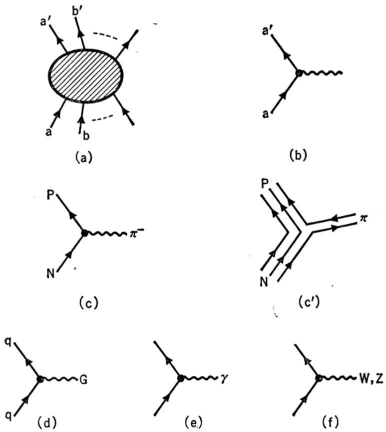


図 2　いろいろな相互作用.

がすべて"ゲージ理論"という共通の枠組みに従うらしいという注目すべき事実と結びついています.

まず弱い相互作用については，FERMI の理論以来その研究の歴史は古いのですが，この相互作用の重要な特性——その強さや型の普遍性，空間反転における不変性の破れなど——が明らかにされたことによって，予想される弱ボゾンのスピンは1であること(場の型式でいえばベクトル場であること)が確からしくなってきました．そこで1960年前後より，弱ボゾン場と電磁場(これもベクトル型の場です)との類似性に手がかりを求めて弱相互作用の本性を明らかにしようとする気運が生まれ種々の理論が試みられてきました．そして，この目論みに最も進んだ解答を与えたのが WEINBERG (1967) と SALAM (1968) の理論です．彼らによれば，弱ボゾンは正負の W 粒子($W^{\pm}$)のほかに，中性の弱ボゾン(Z)をつけ加えねばならぬことが理論的に帰結され，その相互作用の型も予言することが可能です．幸いに最近数年来の素粒子物理学の実験技術の目覚ましい進歩により，彼らの理論の実験的検証が可能となりました．Z 粒子の存在にかかわるいろいろの反応過程が見出され分析されましたが，たとえば電子と陽子との反応，$e^- + P \rightarrow e^- + X$ (X は任意の状態)が電磁相互作用以外による部分からたしかに影響されていること，しかもそれが Z 粒子による効果として理論的に予測されたものとよい一致を示していることが最近の実験で明らかにされました．

もっとも，この理論が単に新しい弱ボゾン Z とそれによって生ずる弱相互作用の新過程の存在を主張したにすぎないならばそれほどの迫力は生まれなかったかもしれない．しかし，彼らはまず光子や $W^{\pm}$ 粒子の通常の概念をいったん離れ，この代りに三つ組のベクトル場(A_1, A_2, A_3)と，もう一つのベクトル場 B の存在を仮定し，さらに"HIGGS の場"とよばれるスカラー場の組み(Φ^+, Φ^0)がある仕方でこのベクトル場と相互作用している場合を想定しました．そして，われわれの住む物理空間の真空状態がこの HIGGS 場に関してある特殊な状態にあれば，前にのべた四つの場 A_1, A_2, A_3, B を適当な1次変換で混ぜ合すことにより大質量の弱ボゾン($W^{\pm}$, Z)と質量をもたぬ光子とが得られることを示しました．この混合の度合を定めるパラメータの値は実験から求められ，他の既知量と組み合せて弱ボゾンの質量を予言することが可能です．したがって，この理論の成功によって，今や弱ボゾンは光子と全く同じレベルでその存在を主張できることとなったわけです．

ここでは説明を省きますが，電磁相互作用の古くから知られている特徴は，"ゲージ(gauge)不変性"という対称性が時空間の各位置で成り立つことによって，この結果相互作用の具体的な型が一義的に定まり，かつ朝永-SCHWINGER の'くりこみ理論'が適用可能となることです．その結果，理論的計算はすべてあいまいさなしに遂行でき，実験結果を驚くべき精度で再現しています．弱ボゾンの相互作用も，より一般の"ゲージ不変性"の要請を基礎にくりこみ理論の枠内にもたらされ，実験結果を高い精度で予測しうることになったのです．おそらく近い将来に弱ボゾン $W^{\pm}$, Z が予測された質量値($W^{\pm}$ は 78 GeV，Z は 89 GeV．ただし 1 GeV＝10億電子ボルト)をもって実験室で創成され，この理論に揺ぎない支持がえられるものと期待されています．

クォークの力学と真空の構造

では，クォークとグルオンとの相互作用(強相互作用)はどんな構造をもっているか．ここにも，弱-電磁相互作用の構成を支えた"ゲージ不変性"の概念を導入し，グルオンの場(G)を〈ゲージ場〉であるとみなしましょう．ゲージ場である光子(γ)が粒子の〈荷電〉(チャージ)と相互作用したように，グルオンは荷電に対応するクォークの〈何らかの属性〉と相互作用するとしてこの属性を具体的に規定すれば，そこではじめてゲージ理論としての強相互作用の型が定められることになります．

ところで，先にのべたようにクォークは u, d, s, c,… の各々につき3種類あるのでこれを互いに区別する指標として'色(カラー)'という言葉を用い，u, d,… のそれぞれが($u_{赤}$, $u_{青}$, $u_{緑}$)のような3色をもつものとします．他方，

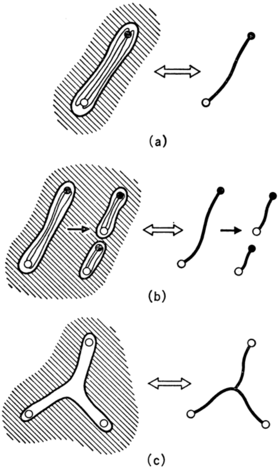


図 3 クォークと真空.

これにたいし，u, d,… などのクォークの種別は‘香り’(flavor)の相違’であるということにします．昔 PLANCK が指摘したように，物理学は擬人的・感覚的な要素から次第に脱却して発展してきた学問であり，今日の素粒子論のように抽象的概念に満ちた世界にこのような感覚的用語をもちこむのは奇妙に思われるかもしれません．しかしこの場合には‘色違い’のボールのように“単に区別されているだけの区別”，つまり最も空虚な差異性を表現するのにかえって好都合な言葉です(‘香り’については，それぞれのクォークの荷電や質量の差異を含む，幾分内容のある区別を表現したことになります)．余談はさておいて，図 2(d)の相互作用によりクォークは‘香り’を変えずに‘色’だけを変えるものと考えましょう．‘香り’を変えてはならないのは，強い相互作用において“奇妙さ”とか“チャーム”などの量子数が保存量であることから明らかです．‘色’を変えねばならぬことは——このいい方の不正確さを補うことをふくめて若干の説明が要りますので——ここでは一つの積極的な仮説として話をすすめることにします．

ところで，折角クォークに‘色’をつけておきながら，強い相互作用による物理的過程には‘色’は決して顔を出さない，いわば無色のものだけが観測されるようになっていてほしい．つまり，少なくとも既知のハドロンは 3 色のクォークが全体として無色に見えるように組み合された複合系であり，また図 2(d)の基本過程も，赤，青，緑の 3 色に関して全く‘等方的’に作られていなければなりません．したがってこの過程でクォークの色が変わらねばならぬとすれば，その色変化を全く打ち消すようにグルオン自体が色を帯びる，例えば $u_{\text{赤}} \leftrightarrow u_{\text{青}} + \mathrm{G}$(赤, $\overline{\text{青}}$)(ただし$\overline{\text{青}}$は青の反対色)のような過程ではこのグルオンは赤と$\overline{\text{青}}$の 2 色をもっています．3 色とその反対色の組み合せは 9 個ですが，そのうちから 8 種のグルオンが同じ強さでクォークと相互作用し，“ゲージ不変性”が保たれる仕組みになることが数学的考察からわかります．いいかえれば，ゲージ場となるこの 8 種のグルオンに対応してクォークは，単一の尺度の，しかも相互に連関し合う 8 成分の‘荷電’——これを色荷電(カラー・チャージ)とよびます——によって強相互作用が定められることになります．

実は，さきにふれた WEINBERG–SALAM 理論の中にも通常の荷電のほかに 3 成分の‘弱荷電’がふくまれていましたが，このような“連関し合った多成分の荷電”(数学的にいえば，‘荷電’を表わすいくつかの非可換演算子の組がある代数を構成することに対応します)という概念は，古く YANG(楊)と MILLS が 1954 年に導入していたもので，このタイプのゲージ場を“YANG–MILLS 場”と呼んでいます．

このような‘色荷電’の概念にもとづく強相互作用の場の量子論を，量子電磁力学(Quantum Electro-Dynamics——QED と略記する)にならい量子色力学(Quantum Chromo-Dynamics——QCD と略す)と称していますが，この QCD の理論はクォークから現実のハドロンを構成するプログラムを遂行するのに最も有望とされているものです．その事情を直観的なイメージであらわしたのが図 3 です．白丸がクォーク(q)，黒丸が反クォーク($\bar{q}$)をあらわします．図の左側の絵で斜線をほどこした部分は，クォーク-グルオン系の〈真空〉が物性物理における‘超伝導状態’に相当する特別なエネルギー基底状態にあることを示したものです．“自然は真空を嫌う”という言葉の通り，物理的空間の真空とは物質がない状態を指すのではなく，相互作用しつつある場の体系が全空間にわたって最小エネルギーにおさまっている一つの量子力学的状態——エネルギー基底状態——にほかなりません．強相互作用の下にあるクォーク-グルオンの体系は，クォーク場やグルオン場が強い非線型的相関によって複雑な様相を呈し，真空状態自体が超伝導状態に似た特異な媒質になっていると推定されています．このような状態にある真空の中に一つのクォーク(q)をもち込もうとしても，その色荷電から生ずるグルオン場はこの真空にうまく埋め込まれないため，この q は安定にある位置を占めることは不可能です．しかし，もし反クォーク($\bar{q}$)が近くに

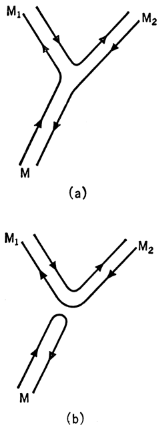


図 4　クォークの線図.

あれば，q から湧き出たグルオン場が $\bar{q}$ に吸い込まれるように細いチューブ状のグルオン場の力線の束をつくることができ，この細長い領域だけが場の束に押しのけられて相転移をおこし‘正常な’真空に戻ります．こうして q と q との一対が細くしぼられた場の束につながれて物理空間のなかに存在しうることになります．これはあたかも空虚な空間に〈ひも〉でつながれた q–$\bar{q}$ の一対が漂っているようにみえるでしょう(右側の図)．ここに対応する左右の図はちょうど写真の陰画と陽画のような関係です．

この描像からも予想されるように，q と $\bar{q}$ とを互いに遠く引き離すことは困難で，そのまえに〈ひも〉はどこかで切れてしまいます．真空はクォーク，反クォーク，グルオンの一杯につまった状態ですから，〈ひも〉の切断個所に q と q とがあらわれてそれぞれの端に付き，あらためて〈ひも〉で結ばれた二つの q–q 対となるわけです(図4(b))．この過程は一つのメゾン M が他の二つのメゾン M_1, M_2 に崩壊する現象にほかなりません．図 2(c′)のようなクォークの線図を描けば図 4(a)のようになります．このような単純な線図に描き出したクォークを価クォーク(valence-quark)と呼びますが，M の価クォークの線はそのまま M_1, M_2 につながり途中で切れることはありません．(b)のような過程は(a)に比べてはるかにおこりにくいようです(大久保–Zweig–飯塚の規則)．

バリオン(図 3(c))もメゾンと並び，場の束が安定に存在しうる代表的な状態であるとみなされます．なおこのほかにも，より複雑な構造をもつ若干のハドロン状態が

表 3　基本粒子の関連.

レプトン	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \cdots$
クォーク(3色)	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \cdots$
ゲージ場	γ; W±, Z→(弱–電磁相互作用) G(8個)　→(強相互作用) 重力子，重力微子→(重力相互作用) ?　(その他のゲージ型相互作用)
Higgs の場→(クォーク/レプトンの質量行列，W, Z の質量など)	

バリオニウム(baryonium，バリオン–反バリオン結合)，エキゾティック(exotic)メゾン(たとえば qq–$\bar{q}\bar{q}$ 結合)などとして存在するらしいことが実験的にも明らかにされつつあります．

強い相互作用によるハドロン同士の反応過程はクォークやグルオンの集合離散でありますから，さきにふれた QCD の理論によって説明されることが期待されますが，現在の段階では化学反応の研究で半経験的な構造概念(原子価，分子構造式など)から原子–分子の諸性質を次第に抑えていったような進み方——‘色化学’と呼ぶ人もある——も重要な意義をもっていることは明らかでありましょう．

基本粒子系の世界

自然界の基本的相互作用を以上のように整理した結果，物質の構造についての物理学者の見方はいちじるしく単純化されました．表 1 に代って，表 3 に今日到達した基本的物質の関連図式をまとめなおしておきましょう．

基本となる物質は 3 色のクォークと単色のレプトン，弱–電磁相互作用や強相互作用に対応するいくつかのゲージ場の粒子で，ここに重力場の粒子(重力子，graviton)や，より仮説的な重力微子(gravitino)を加えてもよいでしょう．このほかに先ほどのべた Higgs 場がありますが，これが本当に基本的物質かどうかまだよくわからない．以上を〈実体〉とすれば，次に実体間の相互作用を定めるいくつかの〈パラメータ〉が導入されます．種々の相互作用の強さを定める相互作用定数，クォークやレプトンの質量などがそれです．そして最後にこの物質系を支配する力学的・運動学的法則としての量子力学と相対性理論にはそれぞれ Planck 定数($\hbar = 1.05 \times 10^{-27}$ erg·sec)や真空中の光速度($c = 3 \times 10^{10}$ cm/sec)のような自然定数がふくまれています．

さて，この図式を見ると直ちに幾つかの点に気付きます．

第一は，クォークとレプトンとの 1 対 1 の対応性($u \leftrightarrow \nu_e$, $d \leftrightarrow e^-$ など)です．実際このような対応性に導かれて第四クォーク(c)の存在が予言され，またタウオン

(τ^-)に対応する第五クォーク(b)によって最近発見されたΥ粒子がみごとに説明されることを思えば第六クォーク(t)を含むハドロンの存在を疑うことはむつかしい.

第二は，このような対応性をもつクォーク-レプトンの組み合せが継起的(sequencial)にあらわれていることです．すなわち，(ν_e, u/e^-, d′)の組，(ν_μ, c/μ^-, s′)の組，(ν_τ, t/τ^-, b′)の組…という工合の同じパターンが繰り返しがみられています．この第一の組を'第一世代'，次の組を'第二世代'と呼ぶ人もあり，またこの繰り返しをゼロックス・コピーみたいだといった人もいます．何故このようになっているのでしょうか？　また，このコピーは何枚まであるのでしょうか？

第三に，この図式でのクォークd′, s′, b′,…はそれぞれもとのd, s,…に近いが，同一ではなく，後者の適当な混合によって定義される新たなクォークとなっていることです．このことは，弱相互作用においてレプトンと1対1に対応するクォークの粒子像が，強相互作用の'香り'を同定するクォーク概念から幾分ずれており，このずれを通して'異なる世代'のクォーク間に交渉があることを意味します．しかし，この点は別段不思議ではありません．さきにのべたWEINBERG-SALAMの理論によれば，このずれはHIGGSの場がクォークと相互作用をもつことの結果として一般的にあらわれるのが自然だからです．このことに関連して，クォークの'香り'を6種類に拡張すれば，Kメゾンの崩壊過程にあらわれる'*CP*不変性の破れ'の現象――すなわちある粒子を鏡に映せば反粒子になるような対称性が破られる過程の存在――が，このクォーク粒子像のずれの問題として理解しうること(小林-益川の理論，1973年)をつけ加えておきましょう．説明を要することは，この世代間の交渉がむしろ意外に小さな範囲におさまっていることです.

これらの諸点はクォークやレプトンの存在の仕方に関するわれわれの認識が現在はまだ全く初歩的な段階にあることを示していますが，同時にその背後の自然の仕組みを知る貴重な手がかりであることも確かです.

たとえば，量子色力学によるクォーク間の強い相互作用には'漸近自由性'(asymptotic freedom)という興味深い性質があり，COULOMB力などで従来知られてきた性質とは逆に，クォーク間の力を与える相互作用定数はクォークが互いに近づけば近づくほど弱まるということが知られていますが，この性質はクォークの'香り'が増え16種類を超えるような世界ではもはや成立しなくなってしまいます．すなわち，その場合にはハドロンの中でクォークは自由な気体分子のように振舞うという"漸近自由"な世界がなく素粒子の高エネルギー反応の経験事実に反することになるわけです．また，ニュートリノのような軽い中性粒子の種類の数もある上限をこえると宇宙の膨張進化の実際とは矛盾するようです．いろいろの反応や過程の力学的・物理的内容にたいして，存在する物質の種類の数が影響をおよぼすということは，現象が引きおこされる舞台である'真空'の種々の物理定数――たとえば比熱や誘電率のような――が，物質(場)の数によって一般に異なっていることに起因するものですから何ら奇異なことではありません．しかし確かなことは，宇宙やハドロンの性質と辻褄が合うという条件は本来クォークやレプトンの模型(たとえば'世代'の数)を説明する原理とはなりえないということです.

世代の数の問題のほかに，色の数(=3)，空間(3)+時間(1)=4という物理空間(MINKOWSKI空間)の次元数といった一連の基本数が，物質と時空の現にあるような存在形式を規定しているわけです．しかしながら，このような基本数の存在や相互作用のさまざまの対称性の根拠を，PYTHAGORAS-PLATOの数や形の論理によって追うことにはおのずから限界があると思われます.

素粒子論と宇宙進化

さきに述べたように，弱相互作用と電磁的相互作用とは両者のゲージ場を単一の土俵の中で扱うことにより，"弱-電磁相互作用"としてまとめられました．量子色力学も同様なゲージ場(8種のグルオン)をもちますから，これをも包括する一まわり大きな土俵を設けて弱-電磁相互作用と強相互作用とを一つの大きなゲージ理論にまとめることが可能であって，GEORGI-GLASHOWの理論(1974年)を先駆とする種々の試みが内外で展開されています．この種の理論を，実験的支持をえて，一義的に決定することは現在の段階では必ずしも容易ではありません．それはこの理論の特徴が端的にあらわれるのは粒子間に10^{16} GeV($10^{19}\times100$万電子ボルト)という巨大なエネルギーがやりとりされる領域だと予想されるからです．これは予想される弱ボゾンの質量(10^2 GeV)の実に100兆倍に当りますから，地上の実験室では到底実現しえないエネルギーです．また，このようなエネルギーの下では，クォーク-グルオンの真空はすでに超伝導状態のような"極低温状態"にはないので，ハドロンも形成されず，クォークとレプトンとの区別も意味を失ったような状態にあるでしょう．ビッグバン・モデルによる宇宙開びゃくのごく初期に世界はこのような状態にありえたと想像されますので，この理論の検証にはむしろ宇宙進化論に一肌ぬいでもらいたくなるわけです.

強相互作用のほかに，重力相互作用までを相互作用統一のプログラムに入れれば，エネルギーで10^{19} GeV，時間では宇宙の開始後10^{-44}秒のところを問題にすること

になるといわれています．すなわち宇宙がこの温度(エネルギー)にまで冷えた時点で真空に相転移を生じて重力がまず他の相互作用から分離し，なお冷却をつづけるとさらに強，弱-電磁相互作用が分離しはじめるという宇宙の歴史を想定するわけです．たしかにこれは現代素粒子論の言葉によって語られるみごとな‘創世記’であり‘種の起原’であるかのようにみえます．しかし，この大統一(grand unification)のゲージ理論は必ずしも種々の相互作用の存在理由や分化・発生の順序を説明するものではなく，最終的に実現されるべき相互作用の存在様式を，あらかじめ大統一の対称性の自由度の中に仕込んで作られた理論であるという点を見失ってはならないと思われます．宇宙進化の理論が素粒子の世界の理解に真に積極的に寄与しようと欲すれば，発生すべき相互作用の種別を進化の機構や過程に内在する論理(もしあれば)によって説明することを求められるでしょう．

また，今日の天体物理学が量子論や原子核反応の知識を得てはじめて確立したように，宇宙形成の理解に今日の場の量子論と一般相対性理論でどこまで進みうるかの限界をみきわめようとすることは大変に興味のあることです．しかし，いずれにせよ自然界において素粒子を律する法則と宇宙を与える原理との間の距離は将来ますます接近するところが多くなり，宇宙の問題を吸い込む方向で素粒子論に新たな発展の相が見えてくるのではないかとも思われます．

参考文献

さらに興味をもたれる方々は，最近の解説として次のような文献をみていただくとよい．

(1) 江沢洋・恒藤敏彦編：量子物理学の展望，上，下，岩波書店(1978年)とくに下巻 p.613 南部陽一郎の解説．
(2) とくに“ゲージ不変性”の意味や量子色力学について，
吉川圭二：科学，**49**，130 (1979)
(3) 超伝導状態について，
長岡洋介：科学，**49**，136 (1979)
(4) 宇宙進化論との関連について，
佐藤勝彦：‘基礎物理学の展望，1978’ p.37，基礎物理研究所発刊．
(5) 最近の素粒子物理学の発展について，上掲書の諸報告ほか
釜江常好・江口徹：科学，**48**，730 (1978)；武田暁ほか：日本物理学会誌，**34**，74 (1979)



2　素粒子物理学，その現状と展望* I

南 部 陽 一 郎**

本稿はソルベイ会議における報告の導入部に対応し，素粒子物理学における基本的パラダイム，(1)新粒子導入によるモデル構築，(2)くりこみ可能な場の量子論，(3)対称性とその破れ，(4)ゲージ原理と力の統一，についてその形成・発展の経緯を歴史的，論理的に再評価しつつ素粒子物理学の現状が概観される．

素粒子物理学***におけるパラダイム

物質の基本構成粒子に対する近代科学的な意味での探究は19世紀の化学および物理学の分野においてはじまったが，真の進展は本質的には今世紀になってからであった．1930年代の初頭までに原子の基本構造が確立された．すなわち，電子，陽子，中性子の存在すること，および，陽子と中性子とが原子核の構成粒子であることがわかり，ひきつづいて物質を構成するすべての元素も正にこれら3種の粒子だけででき上がっているように思われた．さらに，美しくかつ大きな成功をもたらした理論形式，すなわち量子力学が確立し，構成粒子間に作用する既知の電磁力によって原子の力学的性質を説明することができたのである．

しかし，本会議の目的にとっては，これらのことは単なる先史にすぎない．現在，素粒子物理学と呼ばれているものについて議論するに際しては，それはおよそ50年位前2人の物理学者E. O. LAWRENCEと湯川秀樹の偉業と共に始まったといっても許されるであろう．これら2人の物理学者は，以後素粒子物理学研究のバックボーンともなっている基本的な手段，すなわち一方は実験的な，そして他方は理論的な手段を導入したのである．今日ではLAWRENCEの建設したサイクロトロンの100万倍ものエネルギーの加速器が作られているが，基礎となる原理は依然として同じである．湯川は核力の説明のために，今日パイ中間子として知られている一つの新しい粒子の存在を仮定した．それ以来発見された粒子は現在では数百にも及んでいる上に，われわれはさらに多くの新しい粒子や新しい力を導入しようとしている．

これらの，一つは実験的な他方は理論的な，二つの方法は互いに協力し合って非常な成功をもたらしてきた．このような状況は今後も引き続いていくであろうか？ 明らかに建設可能な加速器の大きさには実際上限界があり，また，その限界はすでにわれわれの視界内に入っている．それとは対照的に，理論の力および理論家の想像力には明白な限界といえるものは存在しない．この事実と符合してか否かは別として，ここ10年かそこらの理論の急速な進歩は実験的な進展のペースを凌駕しつつある．幸運にも(少なくとも理論家にとっては)正にその理論的進展が宇宙論の領域の探索をも可能としてきている．理論家は今や宇宙論の問題に取り組むための装備を身につけたと感じており，宇宙論的および天体物理学的証拠をその道しるべとして利用している．素粒子物理学の理論的側面はその性格を変えつつある．

このような転換期に際して，過去50年間にわたって発展し続けかつ非常な成功をおさめてきた素粒子物理学の基本的なパラダイムについて，今一度評価し直してみることは全く当を得たことと

---

* 1982年11月テキサス大学で開かれたソルベイ会議で，'Concluding Remarks'として話されたもので，3回に分けて掲載し，今回はその導入部に対応する部分である．Physics Reports, Vol. 104, No. 2, 3, 4 (1984) 合併号から許可を得て翻訳・転載する．

** Yoichiro NAMBU, The University of Chicago, The Enrico Fermi Institute

*** particle physics の翻訳．elementary particle physics ともいう．〔訳者注．以下すべての脚注は訳者による．〕

思われる．ここでは私は，T. KUHN の定義した意味においてパラダイムという語を用いることにする[1]．KUHN によれば，科学的業績(または諸業績の根幹部)は以下の条件を満たすときパラダイムとなる：その科学的業績が，それと競い合う他の研究活動の諸様式から大きくかけはなれていて，その業績を支持する人々を永続的に引きつけていくのに十分なほど独創的であり，それと同時にその業績はあらゆる種類の問題が新たに形成された研究者集団の手による解決にゆだねられているほどに十分発展性を有している，ことである．

上に述べたことは，とりわけ現今の事態によくあてはまるように思われる．しかし，ここではまず過去50年間全般をふり返り，基本的パラダイムとしてはどのようなものがありうるかを私の考えるところで明らかにしておこう．それらは次のようなものである．

1. モデル構築．主として新粒子の導入によるもので，これは物質の下部構造に関しての絶えず深化する系列へと導く．
2. 場の量子論．くりこみの概念を伴ったもの．
3. 対称性，および，対称性の破れ．これは自然界に広範に存在する現象である．
4. ゲージ原理，および，力の統一．

以下では，これらのおのおのについて詳述する．

新粒子の導入によるモデル構築

ここでは，湯川[2]，坂田[3]，GELL-MANN[4]，ZWEIG[5] たちの仕事によって代表され，最近のクォークの下部階層のモデルの研究はもとより大統一理論*における研究活動へと導いてきた思考の流れについて述べることにする．

確かにこのようなモデル構築それ自身の伝統というものは新しいものではない．実際，それは物質の基本構成粒子に対する探究の正に基礎である．しかしながら私は，湯川のアプローチの中には何かしら新しいものがある，と常日頃感じてきた．湯川以前は，物理学者たちは物質の構成粒子として日常生活の中に存在し，かつ，永久に安定であると思われる物質を探していた．それゆえ，電子もそして陽子もまた永久に安定でなければならなかった．もしこれら二つの粒子からすべての元素を作り上げることができれば，物質の構造の問題についてはそれで終りであろう．

ひるがえって一方湯川の場合は，核力の従う力学の理解のために新しい粒子を導入する理論的必要性を感じたわけであり，さらに，その新粒子は日常世界の物質中にはみつかっていなかったがゆえに不安定でなくてはならなかった．永久に安定ではないような基本構成粒子を仮定することには誰しも何がしかの不安を感じざるをえない．しかしながら，いったんこれが受け入れられるや，湯川の方法は素粒子物理学における強力な手段となる．事実この手段こそが新粒子の絶えざる一大増産へと導いてきたのであり，理論と実験とは手をたずさえてこのことを確証してきたことになる．

基本構成粒子——素粒子——に対する態度の変化はけっして抽象の産物ではない．それには二つの要因があるように思われる．一つは相対論的場の量子論であり，これによれば，粒子が力に(およびその逆に)自然に関連しているだけでなく，また粒子の対生成・対消滅も可能となる．もし量子力学および相対性理論の両者を共に真剣に考えるならば，これらの帰結をもまた受け入れなくてはならない．

他の一つの要因は，ずっと早い時期にまでさかのぼる弱い相互作用の発見である．放射能，特にベータ崩壊は，粒子を不安定にするようなよく知られていない相互作用の形態がある，ということをぼんやりとではあるが暗示していた．今日では，われわれはほとんどの粒子が不安定であることを当然のことと思っている．ほんの少数の粒子がたまたま安定なのであり，これらこそが通常の物質を構成しているわけだ．しかしながら，根本的なところではなぜこうであるべきなのかという点についてわれわれは何も理解していない．

以下の点については指摘しておくべきだろう：ベータ崩壊の問題を解決しようとして PAULI は中性微子の存在の仮定へと導かれ，FERMI がベータ崩壊の明確な場の理論を与えた．彼らこそは確

* p. 56 の脚注をみよ．

かに湯川への道を切り拓いた先哲たちであった．

湯川の成功の後，彼の考えは坂田（彼は湯川の共同研究者であった）によって意識的に方法論にまで発展させられた．この点は，日本国外では依然としてほとんど知られておらず，やっとつい最近になって正当に評価され始めている[6]．日本におけるこの素粒子物理学の揺籃期に教育を受けた者の一人として，私（および私の同時代人）が坂田の哲学から受けた多大なる影響というものを告白しておかなくてはならない．

坂田は2種の粒子（今日のパイ中間子およびミュー中間子）の存在を仮定した二中間子仮説[7]の提唱者であるが，この仮説は，新しい粒子の導入により謎を解決するという典型的な例である．彼はまた FERMI と YANG の考え[8]を拡張して，中間子はもはや素粒子ではないとする強粒子（ハドロン）の複合模型を提唱したのであるが，この方向に向かっての決定的な一歩は GELL-MANN および ZWEIG によるクォーク模型（そこでは構成粒子は強粒子自身よりも一段低い階層に位置づけられた）によって踏み出された．

GELL-MANN および ZWEIG のクォークは，それ以来徐々に発展を遂げてきた．カラー（色）*の属性は，量子統計の観点からの純粋に理論的な必要性によって付与された[8a]．4番目のフレーバー（香り）* すなわちチャームの存在も同様の理論的理由，すなわち最初カビボ混合[9]により，後に中性弱カレントの現象論[10]に触発された理由によって予想された．小林・益川の3世代**クォーク模型[11]において，とらえどころのない糸口（*CP* の破れの問題）に対して新粒子導入という単純な論理を適用していくことの予言能力の大きさというものを再認識させられることになるのである．

われわれは今日，基本的フェルミ粒子としてはクォークおよび軽粒子（レプトン）おのおのの3世代が存在するという状況の中にいるわけであるが，この世代の起源については何らの理解ももちあわせていない．さらに今度は，4番目以上の世代，あるいは次の階層の下部構造に関しても，それらの存在を支持するような何の証拠も現時点では存在していないように思える．それに代わって，湯川のアプローチは弱い相互作用の領域へと転用されて成功をおさめている．ワインバーグ[12]-サラム[13]理論*は，湯川が強い相互作用においてなしたことを弱い相互作用に対して成し遂げたのであるが，今度は場の理論のより洗練された手段の助けをかりて行なったのであった．次はこの場の理論の話題にうつることにする．

くりこみ理論

場の量子論の困難は，本質的に場の無限大の自由度と関係しているが，その困難のうちの一つである自己エネルギーの問題はすでに古典理論においても現われている．実際には WEISSKOPF[14] が，量子電気力学においては真空の偏極可能性のゆえに電子の自己エネルギーの発散は古典論の場合ほ

*　クォークはカラーおよびフレーバーと呼ばれる量子数をもつ．現在のところ5種類のフレーバー（アップ，ダウン，ストレンジ，チャーム，ビューティー（またはボトム）と呼ばれている）が知られているが，6番目のフレーバー（トップと名付けられている）も近く発見されるだろうと期待されている．またクォークのカラーは赤，緑，青の3種類がある．確認されている重粒子はすべて3個のクォークで構成され，中間子は1個のクォークと1個の反クォークで構成されていると考えられている．これら強粒子（重粒子および中間子）の多様性は，種々のクォーク・フレーバーの組合せによるものであり，カラーの方はいわば白色（カラー“電荷”が中性）になるような組合せだけが実現している．

**　現在確認されている軽粒子（e, μ, τ, ν_e, ν_μ, ν_τ）および各カラーのクォーク・フレーバーは，それぞれ3個の弱 $SU(2)$（次の脚注の $SU(2)$）の二重項にグループ分けできる（ただし，6番目のクォーク・フレーバーはまだ確認されていない）．これら3個の二重項の組を世代といい，軽いものから順に第1世代，第2世代，第3世代と呼ぶ．これらは質量が異なるほかは全く同じ性質をもつ．上記の事実は，軽粒子とクォークとは単に一つの量子数（カラー）だけで区別されることを示唆するが，このような考え方はずっと以前に名古屋グループによって提唱されていた．

*　電磁相互作用と弱い相互作用の統一理論．$SU(2)\times U(1)$ をゲージ群とするゲージ理論で，数百 GeV 程度のエネルギーで，この対称性が自発的に破れ（相転移），それ以下のエネルギーではゲージ対称性としては電磁的 $U_{em}(1)$ 対称性だけが残る．この際4個のゲージ粒子のうちの3個，$W^{\pm}$ および Z，はヒッグズ機構（p. 337 の脚注*をみよ）により，それぞれ $m(W^{\pm})\simeq 81\,\mathrm{GeV}/c^2$ および $m(Z)\simeq 95\,\mathrm{GeV}/c^2$ の質量を得る．残る1個は質量ゼロに留り，残っている $U_{em}(1)$ のゲージ粒子，すなわち光子 γ である．γ は電磁カレントに，$W^{\pm}$ は弱荷電カレントに，Z は弱中性カレントに結合する．なお，$W^{\pm}$ および Z は83年，ヨーロッパ原子核研究所（CERN）において，その存在が確認された．

どひどいものではなく単に対数的であるということを発見した．しかしながら，くりこみ(それが有限であると否とを問わず)の本質的必要性を認識するためにはさらなる一歩が必要であった．くりこみの概念は1930年代に生じた(例えばDIRAC)と思われるが，その完成のためには質量や電荷というような発散はするけれども観測可能である量を任意性なしに確定することを可能とする完全に共変な摂動理論(朝永[15]，SCHWINGER[16]，FEYNMAN[17]，DYSON[18]たちによって発展させられたような)を必要としたのである．

このくりこみ理論は，場の量子論に対するむしろ保守的ともいえるアプローチである．この立場は1930年代に広くゆきわたっていたと思われる立場(HEISENBERG[19]によって典型的にのべられたように)，すなわち量子論は核力のスケールあたりで破綻をきたしているのではないか，そして核力は新しい力学によって取り扱われなくてはならない，という立場と対照をなしている(HEISENBERGはこの限界というものを意識してS行列理論を作り上げた[20]．強い相互作用の真の起源がわからなかった1950年代，60年代においてS行列理論が極めて有効であった，ということは決して単なる偶然ではない)，しかしながら，真の進展は，場の量子論をいきなり根本的に変更するのではなく，例えば中間子理論，電子シャワー理論，量子電気力学等の場合のように，場の量子論の論理的帰結を忠実に追い求めた人々によってなされた．革新的側面での進歩は，量子論を変更するということによってではなく，前述したパラダイム，すなわち素粒子のモデル構築を通じて成し遂げられたわけである．もちろん，後者によってすべての問題が解決されたわけではなかったのであるが．電子の自己エネルギーを二つの場の寄与で相殺させて有限にしようとする試み(PAIS[21]および坂田[22])は，くりこみ理論にとってかわることはできなかった．最近の超対称性*は，偶然にもこの問題といくばくかの論理的つながりを有している．

くりこみ理論の成功にもかかわらず，当時の人々がこれでもって完全に満足していたとは思われない．それはむしろ一時しのぎの解決だとみなされていた(朝永はしばしば，くりこみのことを称して放棄の原理と述べていた)．確かにこれはまた，私自身の感じるところでもある．心理的抑圧を払いのけて，くりこみという操作を率直に受け入れるためには，人間的な意味と同時に実際の時間としても実質的に一世代を必要とした，ということは述べておきたい．量子電気力学以降，真の進歩とよびうる重要な出来事が二つほどあった．一つはWILSON[23]によって主として発展させられたところのくりこみ概念の統計力学への応用であり，これはくりこみ概念の具体的な例と共にその確固とした物理的基礎を与えた．他の一つは'T HOOFT[24]，GROSS-WILCZEK[25]，およびPOLITZER[26]による非可換ゲージ理論*における漸近自由性**の発見である．私は，量子色力学***こそがくりこみ理論の真にためされる場であると思っている．本質的にスケールの存在しない理論におけるスケールの出現****，およびクォークの閉じこめ**(または少なくともその可能性)を導き出す非古典的な逆遮蔽性**は，まぎれもなく量子色力学の新しい帰結である．

量子色力学は本質的には強い相互作用の正しい理論であると思われる．その上述した主要な特徴は定量的な実験的検証に耐えてきている．さらに，閉じこめ機構に対しての十分な解析的記述は依然できていないにしても，強粒子の質量スペクトルさえも，格子ゲージ理論の定式化[27]の下で計算され成功をおさめている．このことは，湯川から50年経過してなお，中間子理論に基づいた上での首尾一貫した原子核の結合エネルギー(例えば，重陽子，三重陽子の)の導出に未だ成功していない，という事実を思いおこすとき，なお一層印象的なことである．これは，クォークおよびグルーオン(膠子)***の従う力学の方がより単純であり，かつより基本的であることの証左である．

* ボーズ粒子とフェルミ粒子を統一する対称性を超対称性といい，変換群の中にボーズ粒子(整数スピン)とフェルミ粒子(半整数スピン)をつなぐ演算子を含む．後で，より詳しい議論がなされる．

* ゲージ群が非可換群であるゲージ理論．この場合の大きな特徴はゲージ場同士が相互作用することである．

** 有効結合定数(有効“電荷”)がスケールの増大につれて，

(→)

くりこみ理論の本質は，理論のパラメータ(例えば，電荷など)がエネルギー・スケールに対数的に依存する，という点にある．量子電気力学においてはこの依存性は正の符号を伴って現われ，したがって極端な高エネルギーにおいては，くりこみ理論が潜在的には破綻しているという事実に直面する．このような破綻は，フレーバーの数にも依存するが，プランク・エネルギー†かそれを超えた領域のエネルギーでおこる．この事実はLANDAU[28]によってはじめて認識された．現代の大統一理論[29][30][31]は，その漸近自由性のゆえにこのような困難とは無縁である．とはいうものの，大統一理論も，くりこみ理論をつきつめてその論理的帰結を得ていくという意味で依然として同じ精神の上に成り立っているといえるし，さらに，もし重力をも含めて考えるときには困難はぶり返してくる．というわけで，統一理論を研究している人々は，それを強調はしないにしても，暗黙のうちにくりこみ理論の限界を認識しているわけである．むしろそこで強調されていることは，そのような限界に到達するまではくりこみ理論は有効である，という点である．かくしてついに，巡り巡ってHEISENBERGの基本的長さへと戻ってきつつあるのだ！ とはいっても，その長さはプランク・スケールにまで押しやられたわけではあるが(HEISENBERG[19]は，プランクの長さについて言及していた)．歴史は繰り返しつつあるのであろうか？ これは興味深い問題であろう．

すなわち裸の“電荷”に接近するにつれてゼロに近づくという性質．これはゲージ粒子の自己相互作用による裸の“電荷”のまわりの真空の偏極の向きが，通常の電気力学の場合とは逆向きになる(非古典的逆遮蔽性)ためにおこる．逆に裸の“電荷”から遠く離れれば離れるほど有効結合定数は，どんどん大きくなるので，クォークの閉じ込め(クォークが単体としては飛び出してこない)がおこっていることが期待される．

*** $SU(3)$をカラーゲージ群とするクォークの非可換ゲージ理論．ゲージ粒子は8個あってグルーオンと呼ばれる．このカラー$SU(3)$対称性は破れることのない厳密な対称性である．

**** くりこみ可能な理論においては摂動計算に現われる発散は，電荷などの有限個の観測可能なパラメータの発散に押しつけることが可能で，その結果，いったんこれらの計算上発散するパラメータを観測値でもって置き代えてやれば(くりこみ)，みかけ上理論から発散は姿を消し物理的に意味のある結果が得られる．しかし，この際，例えばくりこまれた電荷として，裸の電荷の位置からどれだけの距離の所で観測したもの(そこでの有効電荷)を用いるかは自由である(有効電荷は，この距離とともに変わる)．この距離スケールは，くりこまれた理論に必然的に現われるパラメータである．

† Gを万有引力定数として$m_{\rm pl}\equiv(G/\hbar c)^{-1/2}\simeq1.22\times10^{19}$ GeV$/c^2$をプランク質量といい$E_{\rm pl}\equiv m_{\rm pl}c^2$をプランク・エネルギーという．この程度の大きさのエネルギー領域では，重力相互作用といえども“強い”．

対称性および対称性の破れ

対称性は基本的には幾何学的概念である．数学的にはある種の操作の下での幾何学的パターンの不変性として定義されるのであるが，しかしいったん抽象化されてしまうと，その概念はあらゆる種類の状況に対して適用できる．こうしたやり方は，人間の知性が自然の秩序を認識していく方法の一つである．この意味で対称性は，それが意味をもつためには必ずしも完全なものであるという必要はない．近似的な対称性でさえも，それは人々の注意を引きつけるし，またその背後に深い理由があるのではないか，と思わしめるものである．

対称性は，厳密であれ近似的であれ，物理学において重要な位置を占めており，非常に有用な概念である．第一には，対称性はネーターの定理により保存則の存在を示唆する．かくして時空の一様・等方性は，エネルギー・運動量並びに角運動量の保存を保証し，これは物理学における最も基本的な所説の一つである．第二には，物理学者たちは近似的対称性の中にもその意味するところを読み取ろうとしてきており，いわば類推とでもいうものによって新しい秩序を発見する．フレーバー対称性はその好例であろうと思われる．この対称性が真の対称性であるか否かは別として，種々のフレーバーがこのような推論に基づいて発見された．陽子と中性子の質量の近似的一致は，何かしら示唆的なものとして人々の心をとらえる．これを単なる偶然として無視するか，あるいはもっとまじめに受けとるかはもちろん物理学者の自由である．しかしながら陽子と中性子が互いに変換しうる[32]ことを知れば，対称性というものはもっと意味の深いものとして映ってくる．

2種類の対称性，一方は厳密であり他方は近似的である，は基本的に同じ性質のものであろう

か？ あるいは一方は真の対称性であり，他方は架空のものなのであろうか？ 私はその答を知らない．ともあれ通常は，対称性が厳密でないときは，それは小さな摂動のせいによるものだと仮定している．この手順は概してうまくいくし，そのときは対称性それ自身のみならず，その破れ方も意味のある設問となる．こうした観点からすれば，対称性とは摂動を止めたとき，あるいは全ハミルトニアンの一部のみを分離したときに実現されるような理想化にすぎない．つまり，対称性とはある種の人工物である．この摂動が外部的に制御できるものであればもっと満足できるかもしれないが，通常はそうはなっていないか，または少なくともそうなっているとはみえない．

そうはいうものの，対称性をきちんと保持している基本的物理法則からでも，明らかにその対称性が欠如している状況が帰結できる場合がある．これは，ラグランジアン，あるいは運動方程式の有している対称性と，ある状態の有している対称性とは二つの全く異なるものだ，という事実によっている．この状態は，総体として対称性を表現しているところの多重項のうちの一つの項であるかもしれないのだ．系の基底状態がこのような多重項に属している場合には，みかけ上のパラドックスが出現する．有限系における例としては，分子におけるヤーン-テラー効果[33]があるが，このような現象がより劇的なものとなるのは無限系においてであり，そこでは強磁性や超伝導など数多くの例が存在する．系の非対称的な基底状態(真空)の出現は，通常，対称性の自発的破れと呼ばれている．このことは基底状態が実際に縮退していることを意味しており，無限系においては縮退度も無限でありうる．各基底状態は一群の励起状態を生成し，異なる基底状態から生成された異なる励起状態の諸群は互いに直交している．通常，無限系は無限体積を占有するので，局所的な摂動でもってある基底状態を他のそれに移すことは操作上不可能である．それゆえ，われわれはある特定の真空の上に構築された世界に住んでいることになり，他の世界をみることはできないことになる．この事実のために，他の世界の存在をともかくも知っている場合には自発的破れは顕著な現象となるが，そうでない場合には特に目立つこともない現象である．後者の場合には，失われた対称性の唯一の痕跡といえば，ゴールドストーン・モード[34][35]*だけである．しかし，前者のような場合も，例えば，対称相と非対称相との間の相転移とか，領域構造の形成の場合などのように非常にしばしばおこっている．

自発的破れは，ゲージ化された対称性はもとよりゲージ化されない対称性においてもおこりうる．ゲージ化された場合についての詳しい議論は後にゆずらねばならないが，この二つの場合においてはゴールドストーン・モードは全く異なった現われ方をする．すなわち，ゲージ化された場合では，よく知られたプラズマ現象**の場合のように誘導されたゼロ質量モードはゲージ場と混合することができて，その結果，質量を有限の値にもち上げることができる．

自発的破れの考え方は，素粒子物理学では広範に応用されてきている．その多くはワインバーグ-サラム理論に基づいてWやZ中間子***の質量を生成する場合のように，弱い相互作用やフレーバーの力学の分野に関係している．この効果がフレーバーの力学の分野に現われているということは別に驚くに当たらない．というのも，この分野こそが最も規則性の欠如したようにみえる領域だからである．そこでは，対称性については一顧だにされていないようにみえるが，そのことの究極的な原因はわかっていない．

というわけで，次のような疑問に行き当る：仮に対称性は実在のものであるとしたとき，自発的破れだけですべての対称性の破れを説明するに十分であるだろうか？ 私見によれば，その答は否

* 連続変換に対する対称性が自発的に破れた際，質量がゼロのモード(南部-ゴールドストーン・モード)が出現する．対称性がゲージ化されている場合は，本文の次の段落にあるように，このモードは質量ゼロのゲージ粒子の縦成分として吸収され，その結果ゲージ粒子は質量をもつことができる(これをヒッグズ機構という)．

** プラズマ中に正の電荷を置いたとき，電子が引き寄せられて，この正電荷による電場を遮蔽し，電場は電荷からの距離が増すにつれて急激に減少する(デバイ遮蔽)．これは光子が事実上長距離場ではなくなったこと，すなわち質量を得たことに相当する．

*** p. 51 右下の脚注をみよ．

である．というのも，くりこみ可能な場の理論には，対称性の破れを誘起するための機構(それは特性上量子効果である)が本来内包されているからである．このような機構としては次のようなものがある：くりこみに伴うスケール・パラメータの出現，カイラル異常によるカイラル不変性の破れ，そしてインスタントン，(磁気)単極子などによるトポロジー的効果，そしておそらくもっとあることだろう．しかし，これについて議論する前に次の話題に移ろう．

ゲージ原理

ゲージ原理という言葉で，私は以下のような観点を意味している：力学がある種の幾何学的原理から導かれるという観点であって，これは二つの模範例，すなわちマクスウェルの電磁理論およびアインシュタインの一般相対性理論，にならって創案されたものである．狭義にはマクスウェル型およびヤン-ミルズ型(可換型および非可換型)ゲージ理論をさしているが，しかしアインシュタインの重力理論こそは通常の意味での幾何学ということでは，最も幾何学的なものである．力学の幾何学的観点は，実際にはこれらのゲージ理論の範囲を越えて拡張されている，例えば超対称性も幾何学的な言葉で定式化できる．統一場理論は，自然界のすべての力(または相互作用)は一つの内包的原理から導かれ，そして統一的な記述に従っているという観点に基づいている．過去20年間かそこらの発展は，ゲージ理論がこれを成し遂げることができるという期待を抱かせしめている．

統一という考え方は，もちろんずっと古くにまでさかのぼる．時空の幾何学に基づくアインシュタインの重力理論に触発されて，WEYL[36]やKALUZA[37]は，各自EINSTEINの幾何学を拡張することにより電磁気学を合体させようと試みた*．EINSTEIN自身も後半生を正しい統一理論の探究に捧げた．すべてのこれらの試みは失敗したが，ゲージ変換とか高次元空間などという重要な概念は彼らのおかげでものされたのである．

実際には，1930年代以降の素粒子物理学の流れは統一理論という理想とは逆の方向に向かって展開した．すでに述べたように，強・弱双方の相互作用において，より多くの粒子，そしてより複雑な現象が現われてきた．明らかに重力と電磁気だけがすべてではないが，一方，他の力がゲージ理論に起因するものであることをうかがわせる片鱗さえも姿を現わさなかったのである．それでもこの時期は，1970年代の理論的発展に備えてより一層の実験的知識が蓄積された時代であったともいえるし，また非可換ゲージ理論というような新しい理論的概念も産み出されたのであった．

ゲージ理論の重要な特性の一つは，力学がある種の保存量と本質的に関連しているということである．かつてWIGNERが指摘したように，保存則を確証するには2種の異なる方法がある．一つは種々の反応における選択則を用いる方法であり，他方は直接に保存量を測定する方法である．後者の方法は，保存電荷に結合する長距離場を随伴するゲージ化された対称性の場合にだけ可能である．YANGとMILLS[38]がマクスウェル理論の非可換$SU(2)$ゲージ群への拡張を発見したときには，その物理学との関連は明確ではなかった．なぜなら，この種の厳密な非可換対称性，および随伴する長距離場などは存在しているとも思えなかったからである．エネルギー・運動量および電荷以外では，厳密な保存則に従う唯一の候補は重粒子数であったが，LEEとYANG[39]によって指摘されたように，それに随伴する可換ゲージ場は存在しなかった．実際，今日の観点によれば，唯一の厳密な対称性はゲージ化された対称性であり，それゆえ物質の極めて高い安定性にもかかわらず重粒子数が厳密に保存するとは期待されていない．今日，物理学者が陽子崩壊実験に向ける関心の強さこそは，ゲージ原理がいかに強く物理学者の心に定着しているか，ということの指標でもある．

YANGとMILLS以外では，内山[40]の貢献も言

* 時空間の次元を増やし，重力と電磁相互作用をひとまとめにして記述しようとした理論．この高次元空間を導入する方法は，最近では超重力理論の構築に際しても利用されている．また単なる理論構築のための補助手段に留らず，高次元空間そのものに実在的意味をもたせようとする試みもある(このことは，また後でも触れられる)．

及に値する．彼は独立に非可換ゲージ場の考えを発展させ，アインシュタイン重力も同一の原理から導出できることを認識した．内山は場の理論における相互作用を二つの種類に分類した：第一種の相互作用はゲージ原理から導出されるものであり，第二種はそうでないもので，例えば湯川相互作用がそれである．論理的には第一種の方が第二種のものよりも好ましいことは明らかであるが，同じく明らかなことは，湯川型相互作用が強粒子間に確かに存在しているということである．しかし今日の見方からすれば，二つの型の相互作用を，むしろ１次的および２次的という風に区別する方がよいと思われる．湯川相互作用は２次的であり，中間子や重粒子(これらはカラー・ゲージ場による１次的相互作用によりクォークから構成された複合系である)の間に働く現象論的相互作用である．残念なことに，この再定義も目下のところは完全に満足のいくものではない．というのも弱い相互作用のワインバーグ-サラム理論が依然として両方の型を基本的相互作用として含んでいるからである．今日の大統一理論(GUT's)——それはヒッグズ場およびヒッグズ結合を含んでいる——は，ゲージ理論純粋主義者(彼らに対して今や私も共感をおぼえるのであるが)を満足させるものではないようだ．

非可換ゲージ理論は，その導入以来いくつかの段階を追って発展してきた．強・弱相互作用に適用するに際して直ちに明らかであったことは，ゲージ場は質量をもたなくてはならないこと，そしてその対称性は厳密なものではありえないことであった．一つの方法は，これらのことを盲目的に仮定し，ゲージ場を種々のフレーバー量子数をになったベクトル中間子に同定することであった．このアプローチは強い相互作用のベクトル中間子支配模型(41)や，$SU(2)\times U(1)$群に基づく弱い相互作用での初期の試み(42)などにみられるように，確かに有用かつ啓発的なものであった．もう少し理論的な側面に関していえば，プラズマ現象は電磁気学における質量生成の例としてただちに認識されたのであるが，その機構の完全な理解はそれが自発的破れと結びつけられたときになって初めてえられたのである．たまたまではあるが，弱い相互作用の理論の構築に対しては，超伝導が理想的な模型として役に立った．超伝導のギンズブルク-ランダウ形式(43)はゲージ場の質量生成に対するヒッグズ模型(44)の直接のひな型であるし，また一方，ワインバーグ-サラム模型においてもフェルミ粒子の質量生成(この部分は必ずしも対称性の自発的破れを帰結はしないのだが)に対してBCS的な機構(45)(33)を用いている．

非可換ゲージ理論の次なる重要な一歩は，その量子化にからんでいる．漸近自由性の発見は，クォークのカラー・ゲージ理論が１次的な強い相互作用の正しい理論であるという可能性を開いた．しかしここに到るためには非可換ゲージ場の量子論に対する洗練された数学的機構(46)が整備，展開される必要があった．そしてこの機構を用いることで，ワインバーグ-サラム理論は自発的破れの後においてもくりこみ可能であることがわかったのである(47)．

ここから大統一理論*に到る歩みは極めて論理的かつ意義深いものである．可換理論と非可換理論とではくりこまれた結合定数のスケール依存性が異なっているがゆえに，われわれの現実の世界では明白に強さの異なる強・電磁・弱ゲージ場が高エネルギーでは一つにまとまっていくことが可能なのであり，そして実際この統一は10^{15} GeVのあたりのスケールでおこっているように思える．つまり，重力以外でわれわれの知っている三つの力の統一は，非可換ゲージ理論，くりこみ理論，

* 重力以外の三つの相互作用(強・電磁・弱)を統一する理論でGUTと略称される．唯一つの結合定数を含むゲージ理論である．超高エネルギーではゲージ対称性は厳密であるが10^{15}GeV付近で自発的に破れ(GUT相転移)，それより低いエネルギーでは強い相互作用(量子色力学)と弱・電磁相互作用(ワインバーグ-サラム理論)に“分化”する．したがって大統一理論のゲージ群は$SU(3)\times SU(2)\times U(1)$を含まねばならない．さらに数百GeVのところで，この弱・電磁相互作用は電磁相互作用と弱い相互作用に“分化”する．ビッグバン宇宙模型によれば，宇宙はこれらの相転移を経て進化してきたことになる．なお，GUT相転移の際，ゲージ粒子の一部(重粒子数が保存しない過程を媒介するもの)は，ヒッグズ機構により10^{14} GeV/c^2程度の質量を得るが，この質量は重いとはいえ無限大ではないために陽子といえども不安定となり，10^{31}年程度，あるいはそれ以上の寿命で崩壊してしまうということになる．また質量が10^{16} GeV/c^2程度の磁気単極子が現われるのも大きな特徴である．

そして対称性の自発的破れ，という三つの要素を結びつけることによって可能となったのである．

もう一つの重要な発展は，ゲージ場のトポロジーに関係している．これはディラックの(磁気)単極子理論[48]から始まった．彼はゲージ場のトポロジー的に自明でない配位(configuration)を導入したわけであるが，この配位はトポロジー的量子数，すなわち磁荷によって特徴づけられている．ゲージ理論は，数学者が独立に発展させたファイバー束という一般的数学理論の枠組みにおさまる理論となっている．LONDON[49]によって指摘されたように，本質的には同じトポロジー的問題が超伝導体内に閉じこめられた磁束という現実の例においても現われているのであるが，幾何学と量子力学におけるゲージ場との間の密接な関係を深遠な方法によって例証してみせたのは AHARANOV と BOHM であった[50]．アハラノフ-ボーム効果は，今日では理論家にとっては自明のこととみなされているが，この効果の明瞭な実験的証明が最近になってなされた[51]ことは喜ばしいことである．トポロジー的な現象は，非可換ゲージ場を含めて考えるとき，より豊富なものとなる．われわれは今日では障壁，紐，単極子，インスタントンといった配位の存在することを知っている[52]~[55]．人為的に導入されたディラック単極子と違ってこれらの配位は，適当な物質場と相互作用している(インスタントンの場合は物質場は不要)ゲージ場の方程式の自然な解であり，したがって，これらはゲージ理論の予言と考えねばならない．

もちろん，トポロジー的な問題というものは非常に古いものであり，時空間自身のトポロジーを取り扱う重力理論においてより広範に研究された．素粒子物理学は幾何学的原理に特徴的なこれらの現象を再発見しているにすぎない． (つづく)

翻訳 中川寿夫，奈良大学自然科学教室
牲川 章，大阪市立大学理学部物理学教室

文　　献

(1) T. KUHN: The Structure of Scientific Revolutions, University of Chicago Press (1962) p. 10. 邦訳: 科学革命の構造，中山茂訳，みすず書房(1971)
(2) H. YUKAWA: Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, **17**, 48 (1935)
(3) S. SAKATA: Prog. Theor. Phys., **16**, 686 (1956)
(4) M. GELL-MANN: Phys. Rev. Lett., **8**, 214 (1962)
(5) G. ZWEIG: CERN Rep. No. 8182/Th(1964) p. 401, 8419/Th (1964) p. 412
(6) L. M. BROWN: Centaurus, **25**, 71 (1981) in 'Particle Physics in Japan, 1930–1950', eds. L. BROWN et al., Research Inst. for Fundamental Physics (U. Kyoto) publication RIFP-407 and 408 (1980)
(7) 坂田昌一: 数物会誌, **16**, 232 (1943)
(8) E. FERMI & C. N. YANG: Phys. Rev., **T6**, 1739 (1949)
(8a) O. W. GREENBERG: Phys. Rev. Lett., **13**, 598 (1964); M. Y. HAN & Y. NAMBU: Phys. Rev., **139B**, 1006 (1965); H. FRITSCH et al.: Phys. Lett., **47B**, 365 (1973)
(9) N. CABIBBO: Phys. Rev. Lett., **10**, 571 (1963)
(10) S. L. GLASHOW et al.: Phys. Rev., **D2**, 1285 (1970)
(11) M. KOBAYASHI & T. MASKAWA: Prog. Theor. Phys., **49**, 652 (1973)
(12) S. WEINBERG: Phys. Rev. Lett., **19**, 1264 (1967)
(13) A. SALAM: in 'Elementary Particles', ed. N. SVARTHOLM, Almqvist, Forlag AB (1968) p. 367
(14) V. WEISSKOPF: Zeits. f. Physik, **89**, 27 (1934); **90**, 817 (1934)
(15) 朝永振一郎: 理研彙報, **22**, 545 (1943); S. TOMONAGA: Prog. Theor. Phys., **1**, 1 (1946)
(16) J. SCHWINGER: Phys. Rev., **74**, 1439 (1948)
(17) R. FEYNMAN: Phys. Rev., **76**, 749, 769 (1949)
(18) F. DYSON: Phys. Rev., **75**, 486, 1736 (1949)
(19) W. HEISENBERG: Ann. Phys., **32**, 20 (1938); Zeits. f. Physik, **110**, 251 (1938)
(20) W. HEISENBERG: Zeits. f. Physik, **120**, 513 (1943); R. OEHME: in 'Collected Works of Werner Heisenberg' (to be published 1982) MPI-PAE/PTh 48/82.
(21) A. PAIS: Phys. Rev., **68**, 227 (1945)
(22) S. SAKATA & O. HARA: Prog. Theor. Phys., **2**, 30 (1947)
(23) 例えば，K. G. WILSON & J. KOGUT: Phys. Rep., **12**, 75 (1974)をみよ．
(24) G. 'T HOOFT，未発表
(25) D. J. GROSS & F. WILCZEK: Phys. Rev., **D8**, 3633 (1973)
(26) H. D. POLITZER: Phys. Rev. Lett., **30**, 1346 (1976)
(27) H. HAMBER & G. PARISI: Phys. Rev. Lett., **47**, 1792 (1981); E. MARINARI et al.: Phys. Rev. Lett., **47**, 1795 (1981); D. WEINGARTEN: Phys. Lett., **109B**, 57 (1982)
(28) L. D. LANDAU: in 'Niels Bohr and the Development of Physics', ed. W. PAULI, McGraw-Hill (1955) p. 52
(29) H. GEORGI & S. L. GLASHOW: Phys. Rev. Lett., **32**, 348 (1974)
(30) J. C. PATI & A. SALAM: Phys. Rev., **D10**, 275 (1974)
(31) H. GEORGI et al.: Phys. Rev. Lett., **33**, 451 (1974)
(32) 例えば，J. M. BLATT & V. F. WEISSKOPF: Theoretical Nuclear Physics, John Wiley (1952) p. 153 をみよ．
(33) H. A. JAHN & E. TELLER: Proc. Roy. Soc. (London), **A161**, 220 (1937)
(34) Y. NAMBU & G. JONA-LASINIO: Phys. Rev., **122**, 345 (1961); G. JONA-LASINIO & Y. NAMBU: Phys. Rev., **124**, 246 (1961)
(35) J. GOLDSTONE: Nuovo Cimento, **19**, 155 (1961)
(36) H. WEYL: Space-Time-Matter (Raum, Zeit und Materie, 3rd ed., 1919), Dover edition (1952) 邦訳: 空間・時間・物質，内山龍雄訳，講談社(1973)
(37) Th. KALUZA: Sitzungsber. d. Preuss. Akad. Wiss. 966 (1921)
(38) C. N. YANG & R. MILLS: Phys. Rev., **96**, 191 (1954)
(39) T. D. LEE & C. N. YANG: Phys. Rev., **98**, 1501 (1955)
(40) R. UTIYAMA: Phys. Rev., **101**, 1597 (1956)
(41) J. J. SAKURAI: Ann. Phys., **11**, 1 (1969)
(42) S. L. GLASHOW: Nucl. Phys., **22**, 579 (1961)
(43) V. L. GINZBURG & L. D. LANDAU: Zh. Exp. Teor. Fiz., **20**, 1064 (1950)
(44) P. W. HIGGS: Phys. Rev., **145**, 1154 (1966)
(45) J. BARDEEN et al.: Phys. Rev., **108**, 1175 (1957)
(46) L. D. FADDEEV & V. N. POPOV: Phys. Lett., **25B**, 29 (1967); Kiev Report No. ITP67-36
(47) G. 'T HOOFT: Nucl. Phys., **B33**, 173 (1971)
(48) P. A. M. DIRAC: Proc. Roy. Soc., **A133**, 60 (1931); Phys. Rev., **74**, 817 (1948)
(49) F. LONDON: Superfluids Vol. 1, Dover edition (1961)
(50) Y. AHARANOV & D. BOHM: Phys. Rev., **115**, 485 (1959)
(51) A. TONOMURA et al.: Phys. Rev. Lett., **48**, 1443 (1982)
(52) G. 'T HOOFT: Nucl. Phys., **B79**, 276 (1974)
(53) A. M. POLYAKOV: JETP Lett., **20**, 194 (1974)
(54) A. A. BELAVIN et al.: Phys. Lett., **59B**, 85 (1975)
(55) G. 'T HOOFT: Phys. Rev. Lett, **37**, 8 (1976); Phys. Rev., **D14**, 3432 (1976)

3 素粒子物理学, その現状と展望 II

南 部 陽 一 郎*

本稿では素粒子物理学研究の当面する問題が呈示される. 特に一般的な理論的枠組に関する問題として, (i)量子力学に関する一般的疑問, (ii)くりこみ理論の限界, (iii)拡がった対象の量子論, (iv)超対称性(次回)の4項目について詳しく考察し, 新たな進展をもたらす可能性のある研究主題が模索されている.

問題点および論点

以下しばらくはわれわれが現在直面している特定の問題および論点について議論する. 私としては状況の包括的概説をするのではなく, むしろ一般的展望を与えた上で私が関心を寄せているいくつかの個々の問題に焦点をしぼってみたい. われわれの努力の性格上, 問題は素粒子物理学やその関連諸分野に特定のものに限定されず, どうしても物理学のより全般の分野にまで及んでくることは避けえない.

未解決の問題や疑問は山積しており, それらは種々な方法で分類できる. 例えば実験的に確立されている事実であって依然として説明または理解されていないものがあるし, また理論それ自身によって創り出される問題もある. 別の観点からすれば, 実在的な性質の問題と理論的枠組に関する問題とに分けることもできるだろう, 必ずしも両者への分類が完全に一意的に行なえるわけではないが. これらの点を考慮に入れた上で, 問題を個々に取り上げる前にまず以下のように分類してみよう.

(a) 一般的な実在的疑問.

- 自然界にはどのような種類の粒子と場が存在しているのか.
- それらの間の相互作用はどのようなものであろうか.
- 基本的対称性としてはどのようなものが存在するのであろうか.
- 今日のパラダイムの中に入らないような, 新しい力, 場, あるいは粒子が存在しているであろうか.

これらは極めて一般的な疑問であって, 本質的には素粒子物理学本来の全目的を総括するものである. というわけで, より特定の論点に立ち入らずしては実際これ以上議論できることは多くない.

(b) 実在的であると同時に理論的でもある特定の疑問. これらの中には, まさに当面している問題のうちでも最も理解し難く, しかしさしせまったものが含まれる.

- 質量および質量スペクトル一般の起源.
- 世代の問題.
- 階層性の問題*.
- 下部階層の構成子の問題.
- 対称性の破れの根元的起源.

(c) 理論的枠組に関する疑問. これらはわれわれの理論的努力によって産み出された疑問であり, あるものは物理学とは関係ないことがわかってくるかもしれないし, またあるものは深遠な新発見につながるかもしれない.

- 量子力学に関する一般的疑問.

* Yoichiro NAMBU The University of Chicago, The Enrico Fermi Institute

* 大統一理論によると, 10^{15} GeV 付近のエネルギーで相転移がおこると, 次に数百 GeV でワインバーグ-サラムの相転移がおこるまでの非常に大きなエネルギー領域——この領域は“砂漠”と呼ばれている——にわたって何事もおこらない(相転移もなければ, 物質の階層構造も変わらない). これは今までの物質構造の探究の歴史からみて不自然なことと考えられている. また上記二つの相転移エネルギーの比は $10^{-(12\sim13)}$ くらいの極めて小さな数であるが, このような小さな数を自然に保障することは困難であり, これが“階層性の問題”と呼ばれている. 〔訳者注. 以下すべての脚注は訳者による.〕

- くりこみ可能性，局所性等々で特徴づけられる場の量子論の限界.
- トポロジー的励起および他の非摂動論的効果.
- カイラル異常および関連する現象.
- 拡がった対象の量子力学.
- 高次元時空間.
- 超対称性および超重力.
- 大統一および究極的統一.

上掲の諸問題は複雑に相互に関連し合っているために，きちんと整理された議論をすることは不可能である．しかし概して理論的枠組に関する一般的疑問から取りかかって，順次素粒子物理学における特定の話題へと進む方が容易であろう，もちろん必ずしも論理的順序に固執する必要はないのであるが.

量子力学に関する一般的疑問

前述したように量子力学が 10^{-13} cm（エネルギーでいえば 10^8 eV）という原子核の拡がりのスケールで破綻をきたすのではないかと予想された時期があった．しかしながら私としては量子力学それ自身——それは物理学諸法則のうちで最も整然とし，かつ深遠な具現の一つである——に対して疑義を呈するつもりはない．量子力学に代わる理論を構成しようとする種々の試みは，さして適切とも，また建設的な目的に役立つとも思えない.

第1の疑問は，量子力学の二つの定式化，すなわち正準（ハイゼンベルク-シュレーディンガー）形式および汎関数（径路）積分（ファインマン）形式に関するものである．実際には確率的量子化[56]という名でもって最近第3の形式が導入されたが，これについては私には多くを語るだけの準備がない．というわけで最初の二つに限定させてもらうとして，両者は少なくとも素朴な意味においては等価であると一般的にはみなされている．しかしながら多くの面において，汎関数形式の方が正準形式よりも，より一般的であることは間違いない．両者の間の差異を例示するために，汎関数形式における量子論的作用*と統計力学における分配関数との類似性に訴えるのは教育的であろう．量子論的作用は概略

$$Z=\int \exp\left[\frac{i}{\hbar}I\right]D[\phi]$$

と書け**，ここに I は力学変数 ϕ を含む古典的作用積分である．場の理論におけるように自由度が無限大である場合には，通常の量子力学は関数空間を古典的停留値の近傍に制限することによって導出されるが，これは統計力学においてはある特定の熱力学的相に対応するものである．明らかにもともとの関数空間は一般的にはもっと大きくかつ豊富なものであり，多くの異なる相および諸相の間の転移をも内包しうる．正準形式は，この関数空間の局所接空間だけを取り扱うものである.

この点は今日では周知のこととなっており，場の理論においては例えば自発的対称性の破れとか，トポロジー的励起等々の例において全関数空間の真の豊富さが明らかにされかつ探索されてきている．これらの例のいくつかについては以下でさらに議論するとして，ここでは量子力学の解釈に関連した疑問を提出しておきたい．例えば観測問題***のような量子力学の基礎に関しての伝統的な議論は，ほとんどが正準形式に基づいてなされている．汎関数形式がこれらの問題に光明をもたらすか否かについては私にはわからないが，しかし論点をもっとこみ入ったものとすることは考えられる．例えば物理状態の通常のヒルベルト空間は接空間だけに対して適用されるものであって，完全性とかユニタリー性という問題はより大きな

* 古典的作用積分に量子（ゆらぎ）的補正を加味したもので，“有効作用”とも呼ばれる.

** この表式の積分は関数空間における汎関数積分を意味し，直観的には各時空点（連続無限個ある）における ϕ が積分変数で，可能な全領域にわたって行なわれる無限多重積分である.

*** 量子力学では，ある力学系に対して，ある物理量（演算子 O に対応する）を測定した際，どのような測定値 o_i が得られるかについて確率的な予言を与える．ここに o_i は O に対する固有値問題 $Ou_i=o_iu_i$ の固有値であり，力学系の一般の状態を表わす波束 ψ は，固有状態 u_i の重ね合わせ $\psi=\sum c_iu_i$ $(\sum|c_i|^2=1)$ として表わされる．測定により，ある測定値 o_i を得たとき，この観測操作により力学系は $\psi\to u_i$ という変化（この変化は非因果的かつ確率的過程である）を受ける（波束の収縮または跳躍）と考えられている．観測の問題とは，このような波束の収縮のおこることが，測定器をも対象に含めた系に量子力学を適用することによって本当に演繹できるのかという問題であり，現在のところ結論には至っていない.

関数空間においては明白なものとは思えない．というわけで私はこれらの古くて新しい問題を真剣に調べることを提唱したい．

もち出したい今一つの点は，上述した量子論的作用と統計的分配関数との間の類似である．統計力学においてはエントロピーや温度といった熱力学的概念が基本的かつ深い意味を有しているということを知っており，極めて一般的で重要な帰結がしばしば熱力学的原理だけから導かれる．類似の論法を単なる類推としてではなく，むしろもっと建設的な意味において量子論的作用に対しても適用することは可能である．ここでその対応関係は，大まかにいって以下のようなものである：エネルギー $E\rightarrow$古典的作用 I_{C}，自由エネルギー $F\rightarrow$量子論的作用 I_{Q}，温度 $T\rightarrow$プランク定数 $\hbar$，エントロピー $S\rightarrow$量子論的補正 S_{Q} であり，次の関係式としての対応が成立する．

$$F=E-TS\longrightarrow I_{\mathrm{Q}}=I_{\mathrm{C}}-\hbar S_{\mathrm{Q}}$$

ゲージ理論においては結合定数 g^2 (重力理論の場合は κ^2)を温度として解釈でき，g^2 は実際，変数であるために状況は一層興味深いものとなる．上述の諸点は新しいものではなく，この類推はゲージ理論の問題において頻繁に用いられてきているものである．私の力説したいところは，もっと一般的な原理としての問題である．これについての具体的議論には後で立ち入ることにしよう．

くりこみ可能な場の理論の限界

くりこみ可能な理論(RT)について以前述べた節では場の量子論全般に関しては何も議論しなかったので，ここではこの一般的な主題について論評することから始めるのが適当であろう．相対論的場の量子論(以下 QFT と略記)は，局所的相互作用をする局所場で構成され，相対性原理および量子力学の原理を満足する理論形式である．QFT の公理論的構造およびその帰結については長年にわたって研究されてきており，そのうちにはスピンと統計の関係*，*TCP* 定理**，分散関係***などいくつかの基本定理がある．このような一般的定理の基礎の上に立って QFT は確固として実験的検証に耐えてきた．ここではその詳細に立ち入る必要はないが，QFT は，RT(これは力学的な問題を取り扱うものであって，公理論的アプローチ本来の主題ではないのであるが)が確立された後になって多くの成功を収めた，という点は注目されることである．

QFT はかなり厳密な制約の下に構成された理論形式であって，いずれの公理とも矛盾をきたさず，したがって健全な物理的原理と両立しうるようなもっと一般的な場の理論(例えば，非局所場理論など)を想像することは実際上不可能である．くりこみ可能な場の理論こそが，少なくとも摂動論的な意味においてはこれらの公理と明白な形で両立しうる理論であり，RT にとって替わるべきものを発見することの困難さは即座にわかるところである．

そうはいうものの，RT は量子重力を取り扱うには明らかに不適当である．ここに至って，RT そしてさらにおそらくは QFT の明白な限界に遭遇することとなる．この限界のスケール，すなわちプランクの長さ 10^{-33} cm あるいはプランク・エネルギー 10^{19} GeV は大統一理論の領域のかなたにある，という事実は重要である．大統一理論についてはわれわれが現在もちあわせている素粒子物理学の知識の延長上にある理論として信用しうるが，それと同時にその限界もわかっている．私は，このことは原子レベルの現象と古典物理学とを調和させようとした際に遭遇した困難にも比肩しうる歓迎すべき状況であると思いたい．しかし

* 局所場の理論においては，一般に，ゼロまたは整数スピンの粒子はボーズ-アインシュタイン統計に従い，半整数スピンの粒子はフェルミ-ディラック統計に従う．

** 局所場の理論は時間の符号を変える操作(時間反転 *T*)，粒子と反粒子の役割を入れかえる操作(荷電共役変換 *C*)，空間の座標系を右手系から左手系に(またはその逆)変える操作(パリティー変換 *P*)を同時に行なっても不変であるという定理．

*** 散乱過程を記述する散乱振幅は，その変数である衝突エネルギーなどを複素数にまで拡張し，因果律を要請すると，複素平面上の解析関数となる．これにコーシーの積分定理を適用して得られる表式が分散式と呼ばれるもので，散乱振幅の実部と虚部を結ぶ関係式を与え，種々の物理量の間の関係を得るのに利用される．物質による光の散乱の場合には，これは屈折率と吸収率の間の関係式となるところから，この呼称が付けられた．

不幸なことに，この限界たるやわれわれの接近しうるスケールからはるかにかけ離れており，目標に到達する前に探索すべき未知の問題が山積している．

こうした究極的な問題はひとまずおくとしても，QFTそしてRTには依然として解決されるべき，あるいは理解されるべきいくつかの問題がある．まず第1には，RTは非摂動論的領域にまで満足のいく形で拡張されなくてはならない．非摂動論的効果は，強結合領域および場のトポロジー的に自明でない配位において姿を現わす．格子理論は前者を取り扱うために考案された．今一つの問題はいわゆる異常(anomaly)に関したものであり，これについてはもっとよく理解される必要がある．これらの2点について別々に議論しよう．

格子理論

QFTの格子形式は，単なる数学的手段としてのみならず，とりわけゲージ場の場合においては，基本的原理へのより深い洞察をも与えるものである．と同時にそれは時空間の連続性，およびそれに付随する不変性を犠牲にしている．これらについては最終的には極限操作により回復すると仮定されているのであるが，しかし，この仮定の正当性については完全に明らかというわけではない．

ゲージ場はファイバー束である：時空の各点には抽象的なコンパクト空間が付随しており，それは，いわば時空がより大きな多様体に埋めこまれた際の，時空に直交する自由度を表わしている(同様の状況は束縛条件のある場合には他の場に対しても生ずる)．簡単な例として，x方向にのびy-z面内に断面を有する円筒を考えてみよう，ただし，xは$1+1$次元時空における空間次元を表わし，yおよびz方向は余分の自由度を象徴的に表わすものとする．質点は円筒の表面上$y^2+z^2=a^2$のみを動きうるとすれば，一般には螺旋状の径路上を動き，その運動量はx成分および角成分をもつ．量子力学では角運動量は量子化されて，エネルギーは次のように与えられる．

$$E=[p^2+p_\theta{}^2]^{1/2},$$
$$p_\theta=n/a,\ n=0,\ \pm1,\ \pm2,\cdots$$

ここでゲージ場を導入して各xでのy-z断面の円筒表面上の諸点がゲージ変換の下で等価となるようにすると角運動は観測にかからなくなり，これは上記の式でaを無限大にもっていくことと同等である．よってきたる無限大の縮退は非物理的なものである，すなわち，空間1次元時空においては物理的なゲージ場の自由度は存在しない．

格子化した場合には円筒はきざみの距離bでもってx方向に繰り返す円の集合でおきかえられる．傾斜角が

$$\tan\theta=2\pi na/b,\ \ n\neq0$$

で与えられるような古典軌道は格子上では$n=0$とおいた直線軌道と区別できない．したがってエネルギー・スペクトルは連続理論の場合と異なってくる．他方，ゲージ化された理論では$n\neq0$という場合は明らかに本質的なトポロジー的意味を有している．というわけで，もし望むならばラグランジアンに余分のゲージ不変な項を付加してこのような配位に余分のエネルギーを与えることができるが，これは連続理論においては不可能なことである．それゆえ連続理論と不連続理論との間には定性的にも差異があることがわかる．格子理論の方がより豊富な物理的可能性を秘めているのだ．しかしそのためにはポアンカレ(特にローレンツ)不変性の喪失という代償を支払わなくてはならない．トポロジー的に自明ではないような特徴を保持したままで，任意性なしに連続極限$b\to0$をとることは難しいだろう．

トポロジー的励起*

類似の現象はずっと一般的におこることが知られているのであるが，ここではゲージ場に関係したトポロジー的配位だけを考察することにする．

* 局所場の方程式(あるものは時刻tを$-it$と置きかえたもの)の古典解で，その時空間における幾何学的形状が，内部対称性の空間の幾何学的構造の写像によって決まっているようなものがある．このような解によって表わされる場の配位を“トポロジー的励起”という．トポロジー的量子数とは，本質的にはこの写像による対応の多価性を表わす数である(対応には“向き”があるので，この数は負にもなりうる)．このようにトポロジー的励起は，時空間および内部対称性の群の大域的構造によっているので，異なったトポロジー的量子数をもつ状態は局所的な摂動では移り変わることができず，この意味で安定である．

このような配位は，トポロジー的特異性の次元でもって障壁，紐，極，インスタントン*(それぞれ次元 3, 2, 1, 0)に分類される．これらが勝手にもちこまれたものではなく局所場理論の自然な解であるためには，インスタントンの場合を除いては実はそれらにスケール・パラメータを与えるための補助場(ヒッグズ場)の導入が必要である．この点は前述の格子形式に関する議論から理解できる．したがってこれらの解はトポロジー的量子数**によって特徴づけられるソリトン***である．

トポロジー的ソリトンに関しては古典論の段階では多くのことが知られているが，その量子論については今なお極めて初歩的な段階にある．おのおののトポロジー的ソリトンは，関数空間内での自明ではない停留状態に対応し，そのまわりでの量子的ゆらぎを調べることは可能である．しかし他方ではまた任意多数個のソリトンおよびそれらの生成・消滅過程をも取り扱えなくてはならない．各ソリトンは十分に局在化しているので(長距離現象を取り扱う際には)もともとの場に加えてソリトンの量子場も導入された有効ラグランジアンが定義できると考えられるかもしれないが，これは容易なことではない．単極子の場合には電荷と磁荷とはそれぞれが互いにある種の双対性関係を満足している局所場で表わされなくてはならないが，満足すべきこの種の理論は今のところみつかっていない．

電荷と磁荷とは一般にディラックの関係式

$$eg = \frac{1}{2}n\hbar c$$

により関係づけられている．非可換ゲージ理論ではこの関係は電気的および磁気的な二つの双対的ゲージ群の間の関係に一般化される[57]．もし有効局所場理論が存在するとすれば，それはこのような関係を実現していなくてはならない．このような理論でもまた電荷や磁荷のくりこみは遂行可能であろうか？　これら二つのくりこみはディラックの条件が保持されるように互いに逆比例的に行なえると期待しているのであるが，電気的ゲージ群と磁気的ゲージ群のいずれもが漸近的自由，非自由の境界的な状況にある場合を除いては，このことは電気的ゲージ群と磁気的ゲージ群のどちらか一方が，すなわち電気的ゲージ群が漸近的に自由である場合には磁気的ゲージ群が，またその逆の場合には電気的ゲージ群が，漸近的に自由ではないということを意味している．

トポロジー的励起における量子効果のうちで重要でありかつ興味深いものは量子的ゆらぎのスペクトル，とりわけゼロ・モードのそれである．一般にゼロ・モードはある特定のトポロジー的励起に関連した縮退，すなわちエントロピーを反映している*．以前指摘したように量子効果は本質的にはエントロピー効果であるのでトポロジー的励起の重要性はその作用はもとよりそのエントロピーに決定的に依存している．例えば量子色力学においては真空状態はしばしば仮想単極子や仮想インスタントンに起因した大きなカラーのゆらぎを内包したものとして描写される．クォークの閉じこめはこのような媒質の磁気的マイスナー効果**の結果としておこる．

上述の熱力学的類推を例でもって示してみよう．ゲージ理論では(適当な境界条件を設定した) 4 次元体積 V 上での(ユークリッド的な)量子論的作用積分は次の形をしている．

$$Z = \int \exp\left[-\frac{1}{g^2}\int_V G^2 - \int_V \mathcal{L}_{\mathrm{matter}}\right] \times D[A/g]D[\phi] \equiv \exp[-F/g^2]$$

ここで G はゲージ場を，A/g はゲージ・ポテンシャルを，g は結合定数を，ϕ は物質場を表わしている．また F は

* p. 64 左段の脚注**をみよ．
** p. 61 の脚注をみよ．
*** 非線形波動方程式には一般にパルス的で安定な波を表わす解であって，かつそれら同士の相互作用の後にも，それらの特徴や衝突前の速度等が変化しないようなものが存在する．ソリトンはもともとはこの種の解の呼称であるが，最近の素粒子物理学の分野などでは単に弧立波(solitary wave)解を指す場合が多い．

* 理論の有している対称性を破っているような古典解があるときは，実はこれと縮退した一群の解があって，それに対応してゼロ・モードが現われ，対称性が回復される(このことは後でも触れられる)．
** 磁場中に置かれた超伝導体は，完全反磁性体としてふるまい，磁束は内部に侵入しない現象をいう(p. 64 右段の脚注*もみよ)．

$$F = E - g^2 S, \qquad E = \int_V G^2$$

と表わせ，Eは関数空間における停留状態で計算したゲージ場の作用，Sは適当なゲージ固定条件の下で求めたエントロピーである．物質場の寄与はすべてSに含まれる．明らかにF, Eはそれぞれ熱力学における自由エネルギー，エネルギーの役割を果たし，g^2は温度の役割を果たす：$g^2 \to T$．さらにくりこみの概念もともかくも導入できる．例えば体積Vをスケール変数V_0を単位として測ることにして$V \to V/V_0$ととりかえ，そのときVおよびそれに関連したTの変化の下で自由エネルギーは不変に留まると仮定しよう，ただし内部自由度は固定しておく．このための条件は

$$\mathrm{d}T/\mathrm{d}V = -p/S$$

と表現される．ここで特に理想気体型の仮定

$$pV = RT, \quad E = \alpha RT \qquad (C_p/C_V = 1 + 1/\alpha)$$

を採用すると上の条件より次式をうる．

$$-F = RT \ln(T^\alpha V/V_0) = \mathrm{const.} = cR$$

スケール変数V_0は通常の“可変質量”μでおきかえることができて$V/V_0 = k\mu^4$とかける．低温および高温極限では上の関係式は次式に帰着する．

$$c/T \approx \ln \mu^4 \qquad (T \ll 1)$$

$$kT^\alpha \approx \mu^{-4} \qquad (T \gg 1)$$

最初の式は弱結合領域での正しい振舞を与えるのに対し，第二式は$\alpha=2$の場合にのみ（ハミルトン形式での）強結合領域での結果と一致する（実は，cおよびαはCALLAN-SYMANZIKのβ関数*を弱結合展開した際の最初の2項を決定する）．

上の演習でやったことは導出というよりもむしろ観察とでも考えるべきものである．私がやろうとしていることはくりこみについての異なるまたは他にとりうる解釈を探すことである．もっと形式的なアプローチではスケール・パラメータμおよびその共役量を新しい熱力学的変数として導入する．そのときはくりこみという操作はある熱力学関数ϕを不変に留めておく，すなわち$\mathrm{d}\phi = \mathrm{d}T(\partial\phi/\partial T) + \mathrm{d}\mu(\partial\phi/\partial\mu) = 0$，という形に表現される．しかしこの場合には，$\mu$の意味についての適切な物理的洞察が必要とされる．上の例では次のような議論が可能かもしれない：汎関数積分を遂行する際に効く典型的な配位は，ある体積V_0程度の局所的励起でもって構成されていると考えられ，それは体積エントロピーに$\ln(V/V_0)$程度の寄与をし，運動エントロピーへは$\ln T$程度の寄与をなす．正しい理論では低温極限，$T \to 0$，でエントロピーが有限な正の値をとると想像される．ついでながら同様の計算はインスタントン気体に対しても行なえる．

* くりこまれた結合定数（電荷）gは可変質量μが変われば，それにつれて変化する（前回‘I’のp. 53の脚注****をみよ）が，この変化の割合，$\beta(g) = \mu\partial g/\partial\mu$，を表わす関数$\beta$のこと．

カイラル異常およびそれに関連する現象

カイラル異常(58)(59)は少々異常なあるいは病理的な量子効果であって，くりこみ可能性をそこなわしめる．その物理的意味は明白とはいいがたいが，くりこみ可能性に関する一般的な疑問に触れており，また他の問題への手がかりとして役立つ可能性があるという意味で重要な効果である．

フェルミ粒子場を含むラグランジアンがカイラル不変性を有しているような理論では，フェルミ粒子がゲージ場と相互作用したときには量子論的作用は一般にはカイラル・ネーターカレントの非保存をひきおこしうる．ゼロ質量のディラック場を考えると，そのときは左巻きおよび右巻きの各カレントは別々に保存される．あるゲージ場が与えられれば，それぞれのカイラル成分に対してディラック演算子$\gamma_\mu D^\mu$の固有値を求めることによりフェルミ場の量子論的ゆらぎを計算することができる．しかし，この演算子は二つのローレンツ・スピノール$D(1/2, 0)$と$D(0, 1/2)$とを相互に転換させるので，固有値方程式は逆のカイラリティをもつ二つの場あるいはある場とその複素共役場とに関する連立方程式にならざるをえず，したがってそれらはゲージ群の同一の表現に属していなくてはならない．そうした望ましい相棒が得られないときは，ローレンツおよびゲージ不変性と両立する形ではくりこみは遂行できないことになる．このことはくりこみ可能な理論を考えるに際しての強い制限条件であり，さまざまな方法で利用することができる．驚くべきことには，自然は

(少なくとも標準的な $SU(5)$ 型の理論に従えば) この要求を満足するに当たって極めて非凡な方法を選んでいる*ようにみえる.

くりこみ可能性の規準に適合した場合でも, CP 変換の下で不変でないゲージ場の配位が存在するときゲージ化されない対称性には依然カイラル異常が存在しうる. 換言すれば, ゲージ場はあたかも一つのカイラル(ヘリシティ)カレント χ_μ

$$\chi_\mu = c\,\mathrm{tr}\,\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}\Bigl(A^\nu G^{\lambda\rho}+\frac{2i}{3}A^\nu A^\lambda A^\rho\Bigr),$$
$$\partial_\mu\chi^\mu = c\,\mathrm{tr}\,(G_{\mu\nu}{}^*G^{\mu\nu}+2A_\mu k^\mu),$$
$${}^*G_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}G^{\lambda\rho}, \qquad k^\mu = D_\lambda{}^*G^{\lambda\mu}$$

を有しているかのごとくふるまう. $\partial_\mu\chi^\mu$ には単極子からの寄与があることに注意しよう. この事情のために, いわゆる θ 真空**においてラグランジアンに $\theta c\,\mathrm{tr}\,G^*G$ という項を付加すると単極子は有効磁荷 $2c$ を得る(60).

カイラル異常の起源はディラック演算子のゼロ固有値(ゼロ・モード)の存在に求めることができる. このことはインスタントン配位に対してはよく知られているが, 最近では単極子に随伴した異常が重粒子数の非保存と関係がありそうだ(61)(62)(63)***というので重要な話題となってきている. 一般にゼロ・モードの存在はある種の縮退もしくは対称性の存在を意味しており, したがって, フェルミ粒子のゼロ・モードはある種の超対称性と関係していると思われる. この点についてはさらに調べてみる必要があり, 後でもう一度立ち戻ることにする. さし当たって強調しておきたいことは, 異常は重要な物理的帰結を伴う広くいきわたった現象だという事実である.

* 標準 $SU(5)$ 型理論では, 現在知られているクォークおよび軽粒子間だけでお互いに望ましい相棒が得られる(異常相殺の条件)ような, いくつかの多重項への巧妙な仕分けが可能であった.

** 場の理論で, 時刻 t を $-it$ で置きかえてユークリッド化した方程式が古典解をもって, それが有限の作用積分を与える場合は経路積分を用いて遷移振幅や物理量の漸近展開の評価などができる(半古典的方法). $SU(2)$ を含む非可換ゲージ理論の場合には, このような解の一つとしてインスタントン解が知られている. これによって真空は複雑な構造をもつようになる, すなわち, 1次元で周期的なポテンシャルがある場合の質点の運動になぞらえていうと, 古典的には縮退している無限個の最低エネルギー状態(真空)が存在するが, トンネル効果——インスタントン解のまわりの量子的ゆらぎによってトンネル遷移がおこる——によって縮退が解けエネルギー帯を形成する. このエネルギーおよび対応する固有状態は波数ベクトルで特徴づけられているが, この波数ベクトルに対応するのが θ であって, この状態を θ 真空という.

*** ルバコフ(RUBAKOV)効果と呼ばれている. このことは, また後でも触れられる.

拡がった対象の量子力学

拡がった対象は, 局所場理論においてはトポロジー的励起を含む種々の集団モードとして出現しうる. 例えば強粒子は拡がった系のようにふるまい, この事実のために強粒子を現象論的な意味でもまた本質的な意味においても非局所的対象として記述しようとする種々の試みが活発に行なわれた. 実際のところは, 局所場理論によってはすべての現象を記述することはできないと信ずるに足るだけの何の根拠もないのであるが, 一つの理論的挑戦として局所場理論の一般化ないしはそれに代わるべきものを発見しようとする努力がなされている.

この意味での最も興味深い例は"紐"の理論(64), すなわち1次元的に拡がった系(時空でいえば2次元)の理論である. これは元来は強粒子の双対共鳴模型*から派生したものであって, 後では量子色力学の長距離での振舞を理想化したもの*とみなされるようになってきた. この観点からすれば, 紐は非常に限定されたゲージ場の自由度を表現している, とともにトポロジー的特性をもつ磁束管(65)を理想化したものをも表わしている. いずれにせよ問題は, 立ち戻って考えたときに理想化された紐の幾何学的自由度だけを保持すること

* 低エネルギーでの素粒子反応を記述する共鳴振幅と, 高エネルギーでエネルギー-運動量転移の小さい反応を記述するレッジェ振幅は, 互いに独立ではなく同じものの別な表現になっているという事実(二重性, duality)を表現する一つの模型が"双対共鳴模型"であり, この模型の研究から強粒子の紐模型が生まれた. 後に量子色力学の長距離でのふるまいが調べられ, 真空は——電磁気学になぞらえていえば——超伝導体であり, 磁気単極子にあたるクォーク間の渦糸状の磁束がこの紐の正体であると考えられるようになった. クォーク単体のように"磁気的"に中性でない場合は, 紐が無限に延びていることになるが, 紐は単位長さあたり一定のエネルギーを有しているため, これは実現しえず, お互いに紐で結ばれている"磁気的"に中性なクォークの組(強粒子)のみが実現している(クォークの閉じ込め)と考えられている.

で無矛盾な量子論に到達できるか否かということである．

今までのところはこのプログラムは失敗に帰している．一般にその系がある臨界次元数(単純な紐の場合は26)をもつ空間にうめこまれたときを除いては，量子化が共変性と矛盾をきたす．加えて質量スペクトルにタキオン*が現われるという問題がある．POLYAKOV[66]による最近の紐理論のエレガントな再定式化がこれらの困難を解決するのか否かは明らかではない．本質的にはこれらの困難の根本の原因は，数学的な紐は制御不可能なゆらぎを示す，というところにあると思われる．おそらくは完全に無矛盾な拡がった対象の量子論は構成不可能なのであって，基本的な段階では局所場だけが存在しているのかもしれない．

そうはいうものの，紐理論は今なお依然として意味のある三つの疑問を呈示している：(a)質量スペクトル(レッジェ軌跡)や量子(カシミア)効果**としてのクーロン的クォーク間ポテンシャルの回復[67]で明らかなように，強粒子の紐模型は半古典的段階まではうまくいっている．通常の質点のハミルトン形式は測地線の場を取り扱っているので，今の場合にも最小表面積の場を記述するある種のゲージ(交代テンソル)場を定義することができる．数学的興味は別にしても，これは紐模型とQCDとの中間的な強粒子の理論として役立つかもしれない．(b)ちょうど通常のゲージ場が自然に点状の源に随伴していたように，紐には新しいゲージ原理および新種のゲージ場を随伴させることが可能である．このKALB-RAMONDのゲージ原理[68]は，諸ゲージ原理の間の階層性の存在を示しているという点のみならず，また諸種のゲージ原理が実際に自然界に何らかの形で実現しうるという理由からも興味深いものである．(c)紐は一般には平坦ではない2次元時空多様体を形成するので，紐理論は重力理論と多くの点で類似の特徴を有している．最近復活してきた[69][70] KALUZAやKLEINのアイディアでは，われわれの時空間自身さえもが高次元空間の部分多様体であると考えられてきている．上述の(b)，(c)の2点について今少し詳しく立ち入ってみよう．

KALB-RAMONDのゲージ原理は，渦の相対論的流体力学として物理的に自然に解釈できる．反対称2階テンソル・ポテンシャルA，およびそれから導出される3階テンソル場Vは(閉じた)渦糸により生成される流体の速度ポテンシャルおよび速度場に対応する[71](この解釈は，速度が有界でないために完全なものではない)．それらは次式を満たしている．

$$V_{\mu\nu\lambda}=\partial_\mu A_{\lambda\nu}+\partial_\lambda A_{\nu\mu}+\partial_\nu A_{\mu\lambda},$$
$$\partial_\lambda V^{\lambda\nu\rho}=\mathcal{S}^{\nu\rho},\quad \partial_\nu \mathcal{S}^{\nu\rho}=0$$

ただし，$\mathcal{S}$はディラック紐の場を表わす．速度場は渦糸間の流体力学的相互作用を媒介し，場の量子は質量ゼロのスカラー(ゼロ・ヘリシティ)粒子である．

自然はどうしてこの美しい理論的可能性を用立てようとしないのだろうか．もしこのような場が存在しないとすれば，それは源$\mathcal{S}$が本質的に非局所的であり，したがって荷電粒子のような基本物質ではありえないからなのであろうか．あるいはそのような場は自発的対称性の破れによって質量をもってしまうためかもしれない．この場合は，理論は通常の磁束管や紐状の強粒子を記述するものに帰着してしまうのだが．しかし依然として，渦やそれに随伴する長距離場がミクロ的か，またはマクロ的か，あるいはさらに宇宙論的なスケールでのどこかに実際に存在しているということは考えられるところだ．

今度はカルーツァ-クライン理論の現代版に目を転じてみよう．そこでは通常の時空間および内部対称性(ゲージ群)の空間は単一の高次元空間内の別々の部分空間であると考えられている．ある種のモデルでは二つの部分空間の分化は自発的対称性の破れの結果として生ずる．世界はあたかも縦方向に4次元的な巨大な拡がり(時空間)を有し

* 超光速度で運動する粒子で，その質量は虚数である．このような粒子が関与する過程では，一般的には因果律が破れる．

** いくつかの物体が存在するとき，それらと結合している場の真空配位は，物体のない場合に比べて当然変化している．したがって真空ゆらぎ(vacuum fluctuation)によって生じるこれらの物体のまわりのエネルギー密度も変化し，そのために物体間に力が働くことになるという効果をいう．

た流管の内部のようなもので，その(プランクの長さ程度のスケールの)小さな断面が内部対称性のコンパクト空間である．(プランク質量よりも小さいような)通常の粒子は管内に閉じこめられているが，管からもれ出すモードも存在しうる．

ここで注を二つほど列挙しよう．

まず第1に，もしこの種の理論が意味をもつものであるのなら重力方程式に宇宙項が存在しないこと(これは紐模型での類比では紐の張力がないことと同等である)をぜひとも説明するものであってほしいと思われる．このことからして，重力と紐との二つの場合では，力学は幾分異なったものであるにちがいない．第2は，種々のトポロジー的不変量(量子数)が解を特徴づけるのに利用できるとともにその解の安定性をも保証するということである．例えば，2次元的な断面をもち縦方向にはN次元的にのびた流管はトポロジー的不変量

$$\int F^{(2)}_{12}\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2$$

をもつ．ただし$F^{(2)}$は$SO(2)$ ($U(1)$)群のゲージ場であり，x_1とx_2は断面の座標である．同様に次元M=4, 6, etc. の断面に対してはおのおのの不変量は

$$\int \mathrm{tr}\, F^{(4)}_{ij}F^{(4)}_{kl}\varepsilon^{ijkl}\mathrm{d}^4x,$$

$$\int \mathrm{tr}\, F^{(6)}_{ij}F^{(6)}_{kl}F^{(6)}_{mn}\varepsilon^{ijklmn}\mathrm{d}^6x,\quad \text{etc.},$$

となろう．例えば10次元空間はこのようにしてN=4, M=6 の場合に帰着できる．奇数次元に対してはポテンシャルAを余分の因子としてもちこむことで不変量を構成できる．高階テンソルを用いての同様の構成もまた適切なものであるように思える[72]．

(つづく)

翻訳　中川寿夫，奈良大学自然科学教室
　　　牲川　章，大阪市立大学理学部物理学教室

文　　献

(56) G. Parisi & Y. S. Wu: Scientia Sinica, **24**, 81 (1982) また次の文献をみよ．E. Nelson: Phys. Rev., **150**, 1079 (1966); Dynamical Theories of Brownian Motion, Princeton Univ. Press (1967)
(57) P. Goddard et al.: Nucl. Phys., **B 125**, 1 (1977)
(58) J. S. Bell & R. Jackiw: Nuovo Cimento, **60 A**, 47 (1969)
(59) S. L. Adler: Phys. Rev., **177**, 2426 (1969)
(60) E. Witten: Phys. Lett., **86 B**, 283 (1979)
(61) V. A. Rubakov: Pis'ma Zh. Exp. Theor. Fiz., **33**, 658 (1981) (JETP Lett., **33**, 644 (1981))
(62) F. Wilczek: Phys. Rev. Lett., **48**, 1146 (1982)
(63) C. G. Callan: Phys. Rev., **D 26**, 2058 (1982)
(64) 例えば次のレビューをみよ．C. Rebbi: Phys. Reports, **12**, 1 (1974)
(65) H. B. Nielsen & P. Olesen: Nucl. Phys., **B 61**, 45 (1973)
(66) A. M. Polyakov: Phys. Lett., **103 B**, 207 (1981)
(67) M. Lüscher: Nucl. Phys., **B 173**, 365 (1980)
(68) M. Kalb & P. Ramond: Phys. Rev., **D 9**, 2273 (1974) なお，次の論文に完全な文献がある．P. G. O. Freund & R. I. Nepomechie: Nucl. Phys., **B 199**, 482 (1982)
(69) Y. M. Cho & P. G. O. Freund: Phys. Rev., **D 12**, 1711 (1975)およびその引用文献; L. N. Chang et al.: Phys. Rev., **D 13**, 235 (1976); E. Cremmer & J. Scherk: Nucl. Phys., **B 108**, 409 (1976)
(70) L. Palla: Proc: XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 629; E. Witten: Nucl. Phys., **B 186**, 412 (1981)
(71) Y. Nambu: in 'Quark Confinement and Field Theory', ed. by D. R. Stump & D. H. Weingarten, John Wiley (1977) p. 1
(72) E. Cremmer: Nucl. Phys., **76 B**, 409 (1978); P. G. O. Freund & M. A. Rubin: Phys. Lett., **97 B**, 233 (1980); F. Englert: Phys. Lett., **119 B**, 339 (1982)



4 素粒子物理学, その現状と展望 III

南 部 陽 一 郎*

本稿では素粒子物理学研究の現状, および一般的な理論的枠組に関する問題の分析の上に立って, より実在的な側面から素粒子物理学の将来が考察される. 特に大統一の研究に欠けている鍵を与えうるものは何か, プランク極限のかなたに何があるのか, などについて推測的な展望が与えられている.

超 対 称 性

超対称性(73)は, 美しくはあるが少々わかりにくいところのある主題である. それは何を意味しているのか: 今までの物理的概念でもってそれを簡単に理解する方法はあるのだろうか. その答は明確ではないが, この目新しさゆえに超対称性が素粒子物理学の未解決の問題に迫る鍵を与え, それゆえ新しいパラダイムとなるという真の可能性がある. しかし今までのところでは, この考えに基づいてのモデル構築に関してなされた多大なる努力にもかかわらず超対称性の妥当性については明白な形では証明されていない. 厄介なことに超対称性の構造は, 認知できる形ではたとえ近似的なものといえども既知の素粒子の間には存在していない. 超対称性の起源に関して, 例えば力学に基づいて, より進んだ物理的理解がえられれば, 事態はもっと進展しうるのかもしれない. この点に留意してこの問題に何らかの形で関連のありそうな2,3のモデル系を議論してみよう.

超対称的振動子およびウィグナー-ヤン振動子

超対称性の非相対論版では, ハミルトニアンは超対称性演算子の自乗で与えられる: $H=Q^2$. したがってHのスペクトルは負ではありえず, また通常はQはゼロ固有値を有している. 例として, スピンをもつ1次元系を考えてみよう.

$$Q=\sigma_3 p+\sigma_1 W(x),\quad p=-i\mathrm{d}/\mathrm{d}x,$$

$$H=Q^2=p^2+W^2+\sigma_2 W'(x)$$

$W(x)=x$ のときは, これはスピン項が付加された調和振動子を表わし, 磁場中に存在する電子の場合に似ている. Qがゼロ固有値をとるか否かを調べるために$Q\psi=0$とおいてみる. すなわち

$$i\sigma_3 Q\psi=[\mathrm{d}/\mathrm{d}x-\sigma_2 W]\psi=0,$$

$$\psi=\exp\left[\sigma_2\int_{x_0}^{x}W\mathrm{d}x\right]\psi_0$$

この関数ψは, $x\to\pm\infty$ に対して指数の肩が$-\infty$にゆくなら, すなわちWがxの奇関数(ただし$W(\pm\infty)\neq 0$)でありかつσ_2の符号として適切なものを選んだならば規格化可能である. 上述の調和振動子はこれを満足しており, したがってゼロ固有値を有する.

上で調べたハミルトニアンは場の理論で広く議論されている超対称的ハミルトニアンのひな型であるが, こんどは以下のようなことを考えてみよう. WIGNER はかつて次のような疑問を呈した(74): HEISENBERG の正準交換関係$[p,x]=-i$は, 古典論的および量子論的運動方程式は形式上同一であるべしという要求から一意的に決まるものであろうか. そして WIGNER は, 簡単な調和振動子$H=(p^2+x^2)/2$の場合には交換関係は一意的ではない, ということを見出した. すなわち, 一般には次のようにおくことができる.

$$[p,x]_-=-i-iF,$$

$$[p,F]_+=[x,F]_+=0$$

なぜならばこのとき

$$i\dot{x}=[x,H]_-=[[x,p]_-,p]_+/2=ip,$$

$$i\dot{p}=[p,H]_-=[[p,x]_-,x]_+/2=-ix$$

を得るからである. Fは次のように表現できる.

* Yoichiro NAMBU The University of Chicago, The Enrico Fermi Institute

$$F=\alpha R,\ p=p_0-A,\ A=(1/2)iFx^{-1}$$
$$(p_0=-i\mathrm{d}/\mathrm{d}x)$$

ただし，R はパリティ演算子である．$p\pm ix$ はこの場合でもやはり昇降演算子なので，すべてのエネルギー準位が $-\alpha/2$(ただし $0<\alpha<1$ のとき)だけずれて，したがってゼロ点エネルギーが任意に小さくできる，という点を除いてはスペクトルに変化はない．

ウィグナー-ヤン振動子のハミルトニアンは完全には超対称的ではないが，それに何らかの意味で関係していると思われる．パリティ演算子が幾分かはスピンに類似の働きをしているし，調和ポテンシャルは任意の適当な偶関数に一般化できる．しかし残念なことに，これをさらに多振動子系へ拡張するのは自明な方法を除いては困難に思える．

トポロジー的励起に伴うフェルミ粒子的ゼロ・モード

一般に場の理論の古典論的トポロジー解には種々のゼロ・モードが付随し，これは古典解が対称性を破っているという状況を反映している．しかし，これらのゼロ・モードは一体どのような対称性を回復しようとしているのであろうか．これは常に明らかというわけではない．破れているのはかくれた対称性であるかもしれない．ここではフェルミ粒子的ゼロ・モードに話を限定しよう．というのも，それは超対称性，すなわちボーズ的およびフェルミ的状態の質量スペクトルの間の縮退に何らかの光明をもたらす可能性があるからである．インスタントンはフェルミ粒子的ゼロ・モードを有し，これが指標定理*に関連しており異常の原因でもある，ということはよく知られている．しかし以下の議論の主たる焦点は他の対象である単極子，渦，キンクなどにある．これらの場合もやはりディラック方程式はゼロ・エネルギー解を有する，ただしこれはその質量項がこれらのトポロジー的対象を作り出したのと同一のヒッグズ機構によって生成された場合にである[75]が．

この状況は，すぐ前で議論した超対称的ハミルトニアンのそれに極めて似かよっている．特に，二重に縮退した真空をもつヒッグズ場に結合した空間1次元のディラック・ハミルトニアンを考えてみれば，それは W をヒッグズ場と読みかえるとき，まさしく超対称性演算子 Q そのものである．キンクに対しては W は $x\to\pm\infty$ に対して $W\to\pm W_0$ となるような x の奇関数であり，この振舞はゼロ・モード条件を満足している．渦や単極子の場合には事情は幾分複雑である．この場合は非可換($SU(2)$)ゲージ場が存在するが，ディラック方程式を動径成分に制限すれば本質的には同一の数学的構造が現われてくる．さらに，荷電スピンがトポロジーを通じて空間の方向と相関をもっているために，角運動量に組み入れられてしまうという注目すべき現象がおこり，これに応じて単極子-粒子系の統計も変化してしまう[75]．

最近，このスピンと内部スピンとの結合が重粒子数異常を導くということが論じられている[76][77][78]: $SU(5)$ 単極子は $\mathrm{d}+\mathrm{u}\to\mathrm{e}^{+}+\bar{\mathrm{u}}$ といった重粒子数を変化させる過程をひきおこした．この現象の大ざっぱな説明は以下の通りである：フェルミ粒子多重項内の種々の物理状態は内部スピンの局所系に関して決まるが，この局所系は単極子の付近では変化し原点では一意的でなくなる．したがってフェルミ粒子は原点に到達すると不可避的にその独自性を失うことになる．あるいはまた，フェルミ的真空状態は単極子の存在下ではきちんと定義できず，ゼロ・モードはこうした状況の反映であるともいいうる．

フェルミ粒子的ゼロ・モードは，トポロジー的励起においてはある種の超対称性——たとえこうした対称性がその系に明白な形では組みこまれていない場合においても——が存在することを暗示している．この点については以前指摘されていた[79]が，まだなされるべきことは多く残されている．〔ゼロ・モードはともかくもゴールドスト

* コンパクト多様体上で，ゲージ場のあるトポロジー的量子数をもつ配位が存在する場合に共変微分演算子のゼロ固有値の数とトポロジー的量子数とを関係づける定理である．ここでの場合には，インスタントン配位のある環境下ではゼロ質量のフェルミ粒子的モード(ゼロ・モード)が現われ，正のカイラリティーをもつものの数と負のそれの数の差が，インスタントン配位が存在することによるトポロジー的量子数に等しくなっている，ということにあたる．

ーン・モードと関連している．本節の初めの項で述べた1次元的な例では，ゼロ・モードは対称性を破る項 $W\sigma_3$ に関して正しいゴールドストーン方向 σ_2 内に存在していることに注意しよう．〕

非相対論的現象における準超対称性

上にみた考察からすれば，ディラック方程式を必要としないもっとよく知られた非相対論的な状況でもゼロ・モードあるいは超対称性の例があるのではないか，と思われる．実際，そのような一例として磁束管内に捕束された超伝導電子（BCS準粒子*）がある[80]．

BCS理論**における準粒子は，エネルギー・ギャップ関数** $\Delta=\Delta_1+i\Delta_2$（これはディラック方程式における質量と同じ役割を果たす）をもつ2成分方程式に従う．そのハミルトニアンは

$$H=\sigma_3\left\{\frac{1}{2m}(p-\sigma_3 eA)^2-E_{\rm F}\right\}+\sigma_1\Delta_1+\sigma_2\Delta_2$$

で与えられ，$E_{\rm F}$ はフェルミ・エネルギーを表わす．磁束管のまわりでは Δ は量子化された磁束 $(eA_\theta\sim n/2\rho,\ n=\pm1,\cdots$，と表わせる，ただし ρ は軸からの距離）に依存した位相因子 $e^{in\theta}$ を有する．状況はディラック電子の場合に似かよってはいるが，方程式が2階微分方程式であるためにゼロ固有値が存在することは自明なわけではない．とはいえ，n が奇数の場合は $|\Delta^2/E_{\rm F}|$（$\ll|\Delta|$）程度の大きさの固有値（これは $|\Delta/E_{\rm F}|\to0$ の極限でゼロに近づく）が存在することがわかっている．〔ついでにいえば，n が奇数の場合は磁束が凝縮対（クーパー対**）に対してのみ適切に量子化されていればアハラノフ-ボーム効果***が生ずる．〕

同じような事情の成立する別の例も考えられる．例えば，原子核内での核子の対形成の記述にBCS機構が用いられていることを想起してみればよい．さらに，最近のIACHELLOとBARSの仕事[81]は，ある種の偶-偶核と偶-奇核とのエネルギー準位は近似的な超対称性の関係で結びつけられていることを示している．IACHELLOの例では超対称群 $U(6/4)$ の一つの表現を構成しているボーズ"粒子"（$j=0$ および2）とフェルミ"粒子"（$j=3/2,\ l=2$）とでもって原子核励起が形成されている．フェルミ"粒子"に対する方程式としては8成分波動関数（$\psi_{3/2},\psi^{+}{}_{3/2}$）を含むBCS型のものがとれる．対形成関数（pairing function）はここでも原点に近づくにつれてゼロになっていく．しかし今の場合は，前述の例でいえば磁束量子数 n が偶数の場合に類似していることがわかり，したがって低いエネルギーのモードが存在することは先験的には期待できない．

上の考察では，超対称性は，ボーズ的な状態にはそれと縮退したまたは近似的に縮退したあるフェルミ的状態が随伴している，という意味においてのみ取り入れられているにすぎず，他の状態についてはは何ものべていない．しかしもう一方で，（破れた）超対称性に対する今一つの可能性として，自明ではないトポロジーを必要としないものがある．これはフェルミ粒子的およびボーズ粒子的励起を記述するに際して，超伝導に関するBCSおよびギンズブルク-ランダウ理論を結びつけて用いる場合に生ずる．対応するラグランジアンは，素粒子物理学におけるフェルミ粒子を含む σ 模型のそれに類似のものである．超伝導の場合には，理論のパラメータはすべて計算可能であり，σ 模型における π 中間子，フェルミ粒子，および σ 中間子の各状態に対応する諸状態の質量の比が $0:\Delta:2\Delta$ で与えられることが示されており[82]，この事実は実験的にも支持されている．この事情は質量公式

* 多体問題では，しばしば自由粒子のようにふるまう励起モードが存在し，重要な役割を演ずる．このいわば相互作用の着物を着た"粒子"を準粒子という．BCS準粒子は電子と正孔の重ね合せの状態である（次の脚注もみよ）．

** 超伝導体では，フェルミ面に近い電子間ではフォノンの交換による引力がクーロン斥力に打ち勝って，電子は2個ずつ対（クーパー対）になって運動するようになる．基底状態では電子はすべてこのクーパー対となっており，この対をこわすにはあるエネルギー Δ 以上のエネルギーが必要である．この Δ をエネルギー・ギャップ関数という．

*** 荷電粒子は直接電場や磁場を感じるのではなく，電磁場のポテンシャルを感じて運動している．これは例えば電子を長いソレノイドのまわり——そこには電場も磁場も存在しない——を，その内部に入り込まないように通過させて干渉させる実験によって確かめることができる．このとき電子はベクトル・ポテンシャルを通じてソレノイド内の磁束を感知したことに対応する干渉パターンを示す（科学，**52**，552（1982）に詳しい）．

$$\sum m_{\mathrm{Fermi}} = \sum m_{\mathrm{Bose}}$$

を満足するような破れた対称性の存在を示唆している．相対論的な超対称性においては m を m^2 で置き換えた同様の関係式が現われる．一方，超伝導の場合の伝播速度は両者で等しくない．

$$v^2_{\mathrm{Fermi}} = 3v^2_{\mathrm{Bose}}$$

〔付記：この種の簡単なボーズ粒子-フェルミ粒子間の関係はBCS型の理論には一般に存在し，上述した原子核物理での例に対しての一つの説明の可能性を暗示している．〕

推測的展望

前回'II'と今回の前半では理論的枠組に関係した問題で，素粒子物理学のより実在的な疑問に取り組む際に関連をもってくるようなものを提示した．今度はこれらの実在的疑問，あるいは少なくともこの種の疑問の代表的なもののいくつかについて議論することにしよう．今日では，粒子や力(それらに関しては実験的にはほんの一部分しか知られていないのだが)に関する無矛盾な統一理論を見出そうとして多くのモデル構築にかかわる研究活動が続けられている．この計画は総体としては極めて興味深いものであり，また説得力のあるものであるが，本当に自然でありかつ満足のいく案は今のところ見出されていない．これらの魅力的な特徴も現実に適合させようとして複雑な技巧を弄さざるをえなくなるや，とたんに色あせてしまう．おそらくこのことは，われわれは正しい方向に向かってはいるにしても，依然として何かある鍵となる要素がみつかっていないということを意味しているのだろう．私としては諸活動の詳細に立ち入ることは避けて，もっと一般的な性質の疑問を提示することに限定したい．

質量および質量スペクトル

質量および質量スペクトルの起源は，最も古くかつ最もわかりにくい疑問の一つである．実際には基本粒子の数が増大するにつれて——それらの質量は何らの明瞭な規則性も示してはいない——事態はますます悪化してきている．明らかに質量は自己エネルギーの効果によって支配される力学量であり，カイラル対称性またはゲージ不変性の自発的破れに関連して生成されうるのかもしれないが，しかしそれによってすべてを説明することはできないだろう．われわれの期待することは，水素原子や強粒子などの複合系に対して成功した(後者についてはQCDや紐模型によってなされた)ように少数の基本的パラメータによって力学的に質量公式を導出することである．しかし今までのところでは，軽粒子やクォークの質量についてはこのことは達成されていない．大統一理論においては質量間のある種の関係が得られるが，現実世界の複雑さは結局のところヒッグズ場に付随して現われる任意パラメータの組に帰着させられているだけで，したがって本質的な意味での進歩があるわけではない．さらにはフェルミ粒子の複数個の世代についてもその存在理由は依然不明である．自己エネルギーのような発散量は力学の極短距離での性質を反映したものであることからすれば，質量の問題は最後になってやっと理解されるものであるのかもしれない．しかしそれと同時に，この問題は短距離における物理を解明する鍵をわれわれに与えてくれるかもしれない．というわけで，この問題はひとまずおいて，これに関連した次の問題に移ろう．

破れた対称性

素粒子物理学を専攻する学生の抱くであろう素朴な疑問の一つは，おそらくは，なぜ弱い相互作用は対称性や保存則についてほとんど顧慮していないようにみえるのか，ということであろう．実際それは，エネルギー-運動量保存に関するもの以外には何らそれ自身の対称性をもちあわせていない．弱い相互作用に関する内部準拠系はなぜ強い相互作用の系に対してこうも気まぐれに傾いていて，フェルミ粒子のごたごたした質量行列を生成しているのであろうか．それは神の意匠によるものなのであろうか，それとも神の錯誤によるものなのだろうか．理由はともあれ，この問題は前

述の質量スペクトルのそれと密接につながっているにちがいない．そして弱い相互作用や質量スペクトルのこれらの特性は，現実世界の複雑さを微妙にではあるがしかし決定的な仕方で支配している．カビボ角*がゼロであるような仮想的な世界を想像してみよ．あるいは中性子と陽子との質量差が電子質量よりも小さい世界**を思い描いてみよ．ミュー中間子がパイ中間子よりも重い**，あるいはラムダ粒子の質量が現実よりも 40 MeV/c^2 だけ軽い**としたらどうなるだろうか．こうした仮想的な状況下においては，日常的な物理現象のあるものは重大な影響をこうむり，素粒子物理学の歴史の推移は異なったものとなっていただろうということ，実際宇宙の全歴史が違ったものとなっていただろうということがわかる．同様の線をさらに追求して，例えばもし微細構造定数が実際の値と少し異なっていたとしたらどうなっていただろうか，化学や生物学などはどのように変わっていたであろうか，というようなことを推論することもできるだろう．

こうした推測的な演習を経て，おそらく人々は，すでに基本粒子の段階でさえ十分に複雑であり，素粒子物理学は物理学の他の分野に比して決して単純なものではない，という結論に導かれる．そこで，これらの複雑さは宇宙の初期条件に起因しており，したがって合理的には説明できない，という可能性がある．あるいはまた，その原因はプランクの長さ以下のあたりに隠されているともいえるかもしれない．もしこうした推論が受け入れられるなら，大統一の難しさに絶望する必要はないし，またその安易な解決を期待すべきでもない．

大統一の現象論

私は大統一へ至る過程は完全には演繹的ではありえないと考えるようになってきた．そのためには多くの現象論を遂行せねばならないし，また実験に学ばなくてはならない．もしそうだとすれば，現在到達可能なエネルギーと統一エネルギーとの間のいわゆる広大なる“砂漠”は実は砂漠ではなく，多くの複雑な物理現象に満ちている*と期待することもまた自然なことだと思われる．それらを知るためには，それらを実験的に探索しなくてはならない．素粒子物理学の過去50年間を通じて加速器のエネルギーは着実な割合で 1 MeV から 1 TeV にまで 10^6(100万)倍も増大してきた．もしこのリビングストン曲線[83]を，やみくもに未来へと外挿すれば大統一エネルギー 10^{15} GeV に到達するのにあと1世紀，プランク・エネルギー 10^{19} GeV に到達するにはさらに30年かかることになる．したがって見方によれば大統一は，そんなに近づき難いものでもないようにもみえるが，もちろんこの概算は全く非現実的なものである．したがってわれわれは，それがどんなものであるにせよ，加速器に頼らないで得られる証拠を捜さねばならず，おそらくは真の進展はこうした方向で今世紀中に達成される可能性があるし，また達成されるのだろう．

この観点からすると，三つの現在進行中の実験はとりわけ重要である．これらは，クォーク，単極子，そして陽子崩壊の探索である．もしも非常に重い単極子，あるいは陽子崩壊が実験的に確認されると，それは直ちに大統一理論の基礎をなす基本概念のいくつかが確証されたことになるだろう．他方，自由クォークの存在に関する少々当惑させられる実験結果**は現在のパラダイムに対する潜在的脅威である．これらの結果を確証あるい

---

* 強い相互作用の内部準拠系からみた弱い相互作用のそれの傾きの度合を表わす角度の一つ．この角度がゼロだと第2世代のクォークが第1世代のクォークに弱崩壊できなくなる．

** 中性子，荷電パイ中間子，ラムダ粒子がベータ崩壊できなくなって安定となり，日常世界の物質の構成粒子の一員となる．特に，中性子とラムダ粒子は電気的に中性なので，単体としても存在することになろう．

* 最近この“砂漠”と呼ばれている領域において，新しい物理現象が存在しているのではないかということを示唆する実験結果が報告され，砂漠の中にもいわゆるオアシスがあるのではないかということで注目を集め始めている(例えば，科学，54，322(1984)をみよ)．

** 熱処理した超伝導状態のニオブの小球の帯電量を測定したところ，電子の電荷の1/3および −1/3のものがいくつかみつかったという実験結果(FAIRBANK ら(1977)およびその後の追試)を指す．しかし，その後，他のグループが別種の金属で同様の実験を行なったが，否定的な結果に終わっており，両者間の矛盾については未だに結着をみていない．

は反証するための真剣な努力が要求される．

プランク極限のかなた

単に推論するだけであれば(どちらにせよ，実際，より高エネルギーでの物理に関してはそれが私にできるすべてであるのだが)，何もプランク極限で留まっている必要はない．というわけでこの種の演習をいま少しやってみるのも悪くはないだろう．

すでに述べたように，私はプランクの長さとは，そこまでくると今日知られている理論的枠組が，ある破綻——古典力学と量子力学の間で生じたものにも比肩しうる破綻——を引きおこすに違いないところであると仮定している．基本的な長さのスケールの存在は，いくつかの理由で避け難いものと思われる．量子重力の問題はおくとして，素粒子物理学の内だけで考えても，質量の問題の最終的解決を，くりこみ可能な理論を頼みにしていつまでも引き延ばし続けておくことはできない．もし自明ではないトポロジーを真面目に考えるなら，例えば電荷と磁荷との双対的関係はくりこみ理論が破綻するスケールが存在する可能性を示唆している．このような領域では物質場の幾何学はもとより時空間の幾何学さえもすべて自明なものではなくなり，すでに高次元の場の理論では予想されているように両者は実際に統合している，ということはありうると思われる．かくして世界は高次元空間内部でのビッグ・バンにより生成されたプランクの長さ程度のトポロジー的泡(または束管)であろう，と想像される．泡内に捕獲されたフェルミ粒子はトポロジーに随伴したゼロ・モードである[70]．〔ディラック方程式$(\gamma\cdot D-M)\psi=0$，ただしMは余分な次元の空間内の演算子であってゼロ(または極めて小さな)固有値を有している，を思い描いてみよ．〕

実験的な可能性についてはどうであろうか．確かに重力現象(ブラックホール物理学，量子重力)はその一つであろうが，このほかにも大統一の場合の陽子崩壊や単極子に比肩しうるようなものはあるのだろうか．単純な類推をもってすれば，おそらくは他の次元，あるいは自明ではないトポロジーの存在により，保存則の最後の砦，すなわち電荷，カラー，エネルギー-運動量およびスピンの保存則も遂にはうち破られてしまう[84]ということも推測しうるのかもしれない．

(完)

翻訳　中川寿夫，奈良大学自然科学教室
牲川　章，大阪市立大学理学部物理学教室

文　献

(73) 例えば次のレビューをみよ．P. FAYET & S. FERRARA: Phys. Reports, 32C, 250 (1977)
(74) E. WIGNER: Phys. Rev., 77, 711 (1950); L. M. YANG: Phys. Rev., 84, 788 (1951); Y. OHNUKI & S. KAMEFUCHI: Quantum Field Theory and Parastatistics, Univ. Tokyo Press (1982) Chap. 23
(75) R. JACKIW & C. REBBI: Phys. Rev., D 13, 3398 (1976); R. JACKIW: Rev. Mod. Phys., 49, 681 (1977)
(76) V. A. RUBAKOV: Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz., 33, 658 (1981) [JETP Lett., 33, 644 (1981)]
(77) F. WILCZEK: Phys. Rev. Lett., 48, 1143 (1982)
(78) C. G. CALLAN Jr.: Phys. Rev. D 26, 2058 (1982)
(79) 例えば，P. ROSSI: Phys. Lett., 71 B, 145 (1977) とそこにあげられている文献をみよ．
(80) C. CAROLI et al.: Phys. Lett., 9, 307 (1964); L. FETTER & P. C. HOHENBERG: in 'Superconductivity Vol. 2', ed. R. D. PARKS, Marcel Dekker (1969) p. 888
(81) F. IACHELLO: Phys. Rev. Lett., 44, 772 (1980); A. B. BALANTEKIN et al.: Phys. Rev. Lett., 47, 19 (1981); Nuclear Phys., A 370, 284 (1981)
(82) P. B. LITTLEWOOD & C. M. VARMA: Phys. Rev. Lett., 47, 811 (1981)
(83) M. S. LIVINGSTON: High Energy Accelerators, Interscience (1958) p. 149; W. K. H. PANOFSKY: Phys. Today, 33, No. 6, 24 (1980)
(84) P. G. O. FREUND: 私信

〈訳者付記〉

本論文'I'の'ゲージ原理'の節(p. 55)で，WEYLやKALUZAがEINSTEINの幾何学を拡張して，重力と電磁気力を統一しようとした試みが触れられている．このことについて補足的な説明をしよう．WEYLはアインシュタイン理論の時空間であるリーマン空間を，いわゆるワイル空間に拡張して局所的計量基準変換の下での理論の不変性を要求することにより導入される余分のゲージ場を電磁場に対応させようとした．これに対して，KALUZAは時空間の次元を5次元に拡張して，この5次元時空間内の局所慣性系への座標変換を表わす5脚場の余分な次元に対応する成分を電磁場と同定しようとした(なお，'I'のp. 55左欄の脚注*も参照)．

5　なぜ素粒子の力を統一的に理解できるのか

——W 粒子と Z 粒子——

鈴　木　眞　彦*

ついに W 粒子が加速器で生成された．次に Z 粒子が生成されて予想どおりの性質をもっていると，素粒子間の力を統一的に理解する試みが確実に一歩前進したことになる．W や Z が光と同じものだと考えるに至った道すじを，素粒子とは無縁の読者を想定して説明してみよう．

マックスウェルの方程式は，アンペールの法則とファラデーの電磁誘導の法則をもとにして，電気現象と磁気現象を統一的に理解できることを示した．これを力の統一理論の最初のものと呼ぶこともできる．それから約1世紀，近年，素粒子物理で話題の中心となっている統一理論は，極微の素粒子の世界でしか働かない力と電磁気力とを統一的に理解できると主張する．一見似ても似つかぬこれらの力が，もとをただせば同じものだというのである．統一理論の第一歩であるワインバーグ-サラム模型の予言は次々と実験的に検証され，予想どおりの質量をもつ W 粒子がついにみつかった．まもなく W の仲間の Z 粒子が加速器によって生成されれば，素粒子間の力を統一的に理解する確かな手がかりをつかんだといってよい．セルロイドの下敷きで毛髪をこすって生じる静電気力が，原子核のベータ崩壊のような極微の世界でしか働かない力と，どうして統一的に理解できるのかというところから話を始めよう．

なぜ“統一”できるのか(1)(2)

素粒子間の力が粒子の受けわたしによって生まれることは，湯川の π 中間子論の昔から知られている．力がどの程度の距離まで届くかは，受けわたされる粒子の質量に反比例する．実際に，π 中間子によって生じる核力が 10^{-13} cm くらいの距離しか届かないことから，湯川は π 中間子の質量を正しく予言した．この力は“強い相互作用の力”と呼ばれている．光の受けわたしによって生じる電磁気力よりも強いという意味だが，核力の到達距離の範囲で核力の方が強いのであって，その外では核力は距離とともに指数関数的に減衰して，電磁気力が核力をはるかに上まわる(図1)．巨視的世界で核力が全く無縁の力なのはこのためである．つまり力の強弱は，どの距離で測るかによって全く違ってくるということである．

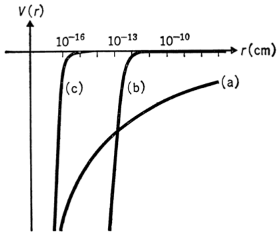


図 1　力の到達距離． (a)電磁気力，(b)核力(強い相互作用)，(c)弱い相互作用，の三つの力を，引力の場合を例にとって距離の関数として概念的な図を描いた．10^{-16} cm 以内に入ると，電磁気力と弱い相互作用がほぼ等しくなる．

極微の世界に入らないと観測できない短距離力として，“弱い相互作用”と呼ばれてきた力がある．ベータ崩壊や荷電 π 中間子の崩壊をおこす力で，電磁気力よりも“弱い”という意味である．1933 年，FERMI は二つの粒子が同じ場所を占めたときにだけ相互作用がおこるという近似で弱い相互作用を記述した．フェルミの理論は，力を媒介する粒子が無限に重いという近似をしたと考えてもよい．二つの素粒子をごく短距離に近づけるだけのエネルギーを与える加速器のなかった時代には，フェルミの現象論で，弱い相互作用はあらかた説明がついていた．だが理論的には，もし素粒子を超高エネルギーに加速して粒子間距離をゼロに近づけてゆくと，弱い相互作用の力が限りなく強い力になってしまうなどいろいろの不満があった．そのため，いずれはフェルミの現象論に代わるべき真の理論が必要になることは誰もが予想していた．

もし弱い相互作用の到達距離が有限であったら，いい換えると，もし弱い相互作用を媒介する粒子の質量が有

* Mahiko SUZUKI　Department of Physics, University of California, Berkeley, USA

限で実在するなら，それらの粒子が $+1$ と -1 の電荷をもつ1対の粒子であることは，素粒子の崩壊過程を通じて早くから知られており，すでに20年以上前に W^+ と W^- という名が与えられている．$W^\pm$ による力は，空間の方向を反転した座標系で記述するとその形が異なることも確かめられ，パリティの非保存としてよく知られていた．

弱い相互作用をさらに詳しく調べると，電磁相互作用と非常によく似た性質をもっていることがわかってきた．第一に，$W^\pm$ が存在すると，そのスピン角運動量は光(γ)と同じく1でなければならない．第二に，電磁気の素電荷に対応する量が弱い相互作用にも存在する．パリティの非保存は，左巻きのスピンの粒子と右巻きのスピンの反粒子しか“弱い相互作用の素電荷”をもっていないために生じている．これらの類似点に着目すると，W^+, W^-, γ(光)は三つ一組の仲間の粒子ではなかろうかという大胆な推論がしたくなる．ちょうど，π^+, π^-, π^0 の三つの中間子が一つの組をなしているのと似た状況を描いてみるわけである．そうすると，$W^\pm, \gamma$ が同じスピンをもち，共通に素電荷やそれに対応する量の存在することが容易に理解できる．一見乱暴な推論のようにもみえるが，電磁気力と弱い力の共通点を説明するには，これに代わる妙案はなかった．この仮説を受け入れると，$W^\pm$, γ が吸収放出される強さが等しいとせねばならないので，$W^\pm$ の力の到達範囲に入ると，$W^\pm$ の力も γ の力もほぼ同じ強さになっているという結論になる．弱い相互作用が電磁気力よりもはるかに弱いのは，弱い相互作用をその力の到達距離のはるか外側でしか測れなかったからにほかならない(図1参照)．

簡潔かつ明快な仮説だが，類似点のみならず相違点も説明しなくてはならない．なぜ $W^\pm$ の質量は非常に大きく，γ の質量はゼロなのか．なぜ $W^\pm$ の力はパリティを保存しないのか．1954年，楊(YANG)と MILLS は電磁場の理論を拡張して，$W^\pm$ と γ に対応する3成分をもつ理論(非可換ゲージ場の理論)を提唱したが，この理論は，スピン，素電荷など，統一的記述に必要なほとんどすべての性質を備えていた．唯一の困難は，3成分の場に対応する粒子はすべて質量ゼロでなければならない，という点にあった．なんとかして $W^\pm$ に相当する2成分にだけ大きな質量を与え，しかもヤン-ミルスのゲージ場理論のもつよい点を壊さずに保つことができないだろうか．この答はバーディーン-クーパー-シュリーファーの超電導模型の中に隠されていた．真空の中で粒子または粒子対が凝縮をおこして空間を一様な密度で占めていると，このような粒子または粒子対は，自分と反応する粒子にエネルギー，すなわち質量を与える．したがって，ヤン-ミルス理論にこのような粒子を加えて，それらが凝縮をおこすようにうまく模型のお膳立てをしておけば，$W^\pm$ が大きな質量をもつ一方，γ は反応せずに質量ゼロのまま残ることも可能である．この描像では，凝縮のおこらない仮想的世界では，$W^\pm$ は γ と同じく質量ゼロのままで残るので，そのような世界でのベータ崩壊の力はクーロンの電気力と同じく距離の2乗に反比例する長距離力となっていたはずである．

この方針に沿って弱い相互作用と電磁相互作用を統一的に理解する試みが，ここで“統一理論”と呼ぶものである．ところで文字通り $W^\pm, \gamma$ の3粒子だけから統一模型を作ろうとすると少し不都合がおきる．すでに知られている $W^\pm$ と γ の力を正しく記述するには，クォークやレプトンとしてはいかにも不自然にみえる新粒子を導入しなくてはならない．一方，三つ一組の $W^\pm, W^0$ ($SU(2)$ ゲージ粒子)と γ に似た B ($U(1)$ ゲージ粒子)の4粒子から出発して模型を作ると，クォークやレプトンとして不自然にみえる余計な粒子の存在を仮定しなくてもすむ．後者が1967年に WEINBERG によって提唱された模型で，真空中で凝縮して $W^\pm$ などに質量を与える原因となる粒子として，新たにヒッグス粒子と呼ばれるスピン0の粒子が入っている．W^0 と B の特定の線形結合

$$B\cos\theta_W + W^0 \sin\theta_W \quad (1)$$

は凝縮したヒッグス粒子と反応せず，質量ゼロのまま残る．すなわち γ である．他の三つの状態

$$W^+,\ W^-,\ W^0\cos\theta_W - B\sin\theta_W \quad (2)$$

はヒッグス粒子によって大きな質量を与えられる．線形結合係数の θ_W は“ワインバーグの角度”と呼ばれ，$W^\pm$, W^0 の吸収放出の強さ g と B の吸収放出の強さ g' によって，$\tan\theta_W = g'/g$ で与えられる．この模型の特色は，W と同じ程度に重く電荷がゼロの粒子 $Z(=W^0\cos\theta_W - B\sin\theta_W)$ が存在し，その力がパリティを保存しないことである．

この模型では，次元のない量 g と g' のほかに，ヒッグス粒子の凝縮強度に相当する量が導入されているが，電磁気の微細構造定数 $\alpha=1/137$ とベータ崩壊のフェルミ定数と呼ばれる量 $G_F = 1.166\times10^{-5}\,\mathrm{GeV}^{-2}$ の値を知っているので，$W^\pm$ と Z の質量および吸収放出の強さは，一つの未知数 θ_W の関数としてすべて決まってしまう．例えば，$W^\pm$ と Z の質量は次のような式で与えられる．

$$m_W{}^2 = \pi\alpha/\sqrt{2}\,G_F \sin^2\theta_W \quad (3)$$

$$m_Z{}^2 = m_W{}^2/\cos^2\theta_W \quad (4)$$

ここで挙げた統一模型の二つの例からもわかるように，統一理論の枠組(ゲージ場の理論と粒子の凝縮によるゲージ対称性の破れ)の中でも，いろいろな模型が作れる．ワインバーグの模型はその中でも最も簡潔なものの一つ

だが，それまでに知られていた$W^{\pm}$の力を正しく記述するために，新しい粒子Zを導入しなければならなかった．この模型はゲージ群の数学的構造から，$SU(2)\times U(1)$模型と呼ばれた．$W^{\pm}$の力はすでにある実験事実と矛盾しないように模型に組み入れてあるので，有効な検証とならないが，Zの力は新しい弱い相互作用の存在を意味するので，Zのおこす反応を測定することが模型の検証となる．

ワインバーグの統一模型にわずかに遅れて，SALAMは同じ統一模型の枠内での模型の可能性を，ノーベル・シンポジウムで詳しく論じた．SALAMがそれ以前にも統一理論の基本的アイディアの発展に貢献したことを評価されて，1974年以後，$SU(2)\times U(1)$模型を“ワインバーグ-サラム模型”(以下，WS模型と略称)と呼ぶようになった．さらに，$SU(2)\times U(1)$という模型の可能性を1961年にいち早く論じ，その後もチャームクォークをWS模型に加えることによって，クォークの弱い相互作用の解明に貢献したGLASHOWの名も加えて，1979年以後“グラショウ-サラム-ワインバーグ模型”と呼ぶ人もいるが，単に，“統一理論の標準模型”と呼ぶことも多い．

ニュートリノの中性カレント反応

結論を先にいうと，統一模型として最初に提案されたWS模型が実験的に正しいということになったのだが，当初はWS模型が必ずしも実験と一致していたわけではない．Z粒子のおこす弱い相互作用の実験的証拠が薄弱であった，というよりも，そのような相互作用はないだろうというのが素粒子物理仲間の通念だった．といっても，理論的にも実験的にもZ粒子を否定する確固たる証拠があったわけではない．ストレンジネスを変えるようなZの力がないことが，かなりよい精度で確かめられており，これがZを否定する心理的原因となっていたのである．

Z粒子の存在を確かめるには，ニュートリノ(νまたはその反粒子$\bar{\nu}$)を標的に当てて，その反応を測ればよい．図2(a)のようにWによってνが反応するときには，νは電荷を得て電子かミューオンになるが，Zによって反応するときには，同じνのままで出てくる(図2(b))．Zによる散乱過程をニュートリノの“中性カレント反応”と呼んでいる．

νは弱い相互作用しかしないので，反応断面積が小さすぎて直接確認することが難しく，1956年に原子炉中のベータ崩壊でできる電子型反ニュートリノ($\bar{\nu}_e$)を陽子(p)に当てて，ベータ崩壊の逆反応

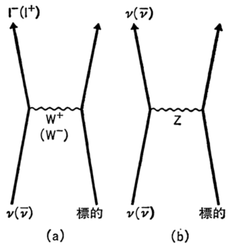


図2　$W^{\pm}$, Zを交換しておこるニュートリノ反応． (a)荷電カレント反応，(b)中性カレント反応．入射ニュートリノのタイプに応じて，$l^{\mp}$は$e^{\mp}$(電子か陽電子)，$\mu^{\mp}$(ミューオンか反ミューオン)を意味する．

$$\bar{\nu}_e+p\longrightarrow e^{+}+n \tag{5}$$

を測定したのが最初であった．もし中性カレント反応が存在すると，このほかに弾性散乱

$$\bar{\nu}_e+p\longrightarrow \bar{\nu}_e+p \tag{6}$$

もおこっているはずである．しかし$\bar{\nu}_e$の飛跡を直接測ることはできないので，この過程は測定装置内のある一点から突然陽子が蹴り出されてくる過程として観測される．実際の実験環境ではνや$\bar{\nu}$の中に中性子(n)がほんの少し混ざっていることが多いので，過程(6)のほかに

$$n+p\longrightarrow n+p \tag{7}$$

のおこっている可能性がある．中性子は電荷がないので，その飛跡をみのがすことが多く，過程(7)は往々にして，過程(6)のようにみえる．中性子の散乱は強い相互作用でおこるので，散乱断面積は過程(6)に比べると10^{15}ほども大きい．したがって，ほんのわずかに中性子が混入しても中性カレント反応の測定が妨害される．

1960年代に入ると，加速器で生成された$\pi^{\pm}$や$K^{\pm}$中間子が崩壊してできるミューオン型ニュートリノ(ν_μ，またはその反粒子$\bar{\nu}_\mu$)を使って実験が行なわれるようになった．これらのニュートリノはエネルギーが高く数GeVまで達したので，標的の近くにまで入り込む確率が大きく，反応の断面積も原子炉の実験よりも3桁以上大きい．しかしアメリカのブルックヘブン研究所やジュネーブのヨーロッパ原子核研究所(CERN)で行なわれた1960年代の実験では，$W^{\pm}$による弱い相互作用の反応を測るのが精一杯で，世間一般の中性カレントへの偏見もあって，中性カレント反応と真剣にとり組んだグループはなかった．

ところが，1971年に中性カレントに対する偏見が突

然氷解してしまった．この年，“くり込みの方法”によって統一模型の無限大の困難が除けることを T'HOOFT が証明したために，WS 模型が一躍脚光をあびるようになった．それより少し前に，WS タイプの模型にチャームクォークが存在すると，Z の相互作用がストレンジネスを変えることなくおこることを，GLASHOW たちが示したので，この偏見の源も消え去った．ひょっとすると中性カレント反応は存在するのではないか，と考えるようになった．このような風潮の中で，1973 年，CERN の数 GeV のニュートリノを使って，“ガーガメル”(ラブレーの巨人ガルガンチュアの母親）と名づけた巨大な測定装置で実験を続けていたグループが最初に中性カレント反応を確認し，アメリカのフェルミ加速器研究所(FNAL)の高エネルギーのニュートリノで実験していたグループがこれに続き，以後ニュートリノのいろいろな中性カレント反応が測定されるようになった．

CERN と FNAL の実験では原子核が標的となっているので，素過程としては

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \mathrm{q} \longrightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \mathrm{q} \qquad (8)$$

を測定したことになる．ここで q は核子を構成しているクォークを指す．精度は劣るが，$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ が原子中の電子と衝突する過程

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e^- \longrightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e^- \qquad (9)$$

も測定され，$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ を原子炉から出てくる $\bar{\nu}_e$ でおき換えた過程も観測にかかっている．WS 模型は，このような多くの中性カレント反応をただ一つの未知数 θ_W で記述する．逆に，これらの反応から決められた θ_W の値がすべて等しくなければならない．現在までに測定された(8)の型の反応から

$$\sin^2\theta_W = 0.234 \pm 0.013 \qquad (10)$$

(9)の反応からは，最近

$$\sin^2\theta_W = 0.215 \pm 0.055 \qquad (11)$$

という値が θ_W の最適値として得られている．ニュートリノの中性カレント反応の測定という難しい実験から，θ_W の値がこれほどの精度で決められたのは，多くの実験グループの努力の積み重ねによるものだが，(10)の値に到達するまでには，いくつかの混乱があった．1976 年のトビリシの高エネルギー国際会議での総合報告では，$\sin^2\theta_W = 0.33 \pm 0.05$ となっており，WS 模型とは相容れないニュートリノ反応があるともいわれていた．しかし，1978 年に CERN の 300 GeV 陽子加速器を使って，膨大な資材と人員をつぎ込んだニュートリノ実験のデータが出るようになると，それまでの $\sin^2\theta_W$ の値を書き変えてしまい，以後，上記の(10)の値に収束していった．特に，CERN・ドルトムント・ハイデルベルク・サクレイの協力による超巨大実験は，高い精度で $\sin^2\theta_W$ を決め，WS 模型と矛盾するようなニュートリノ反応の存在しないことを確信させた最初の実験であった．

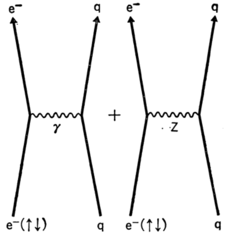


図 3 電子・核子散乱の素過程． q は核子中のクォークを表わし，e^- の矢印はスピンが運動方向に平行か反平行かを意味する．Z 交換による過程はパリティを保存せず，$e^- + q \to e^- + q$ の散乱断面積が e^- のスピンの方向によって異なる値をとる．

電子・核子散乱でのパリティ非保存

ニュートリノだけでなく，電子がクォークに散乱されるときにも Z の力が働く(図 3)．ただ，電子とクォークの間には γ による電磁気力も働くので，クォークに十分接近できない低エネルギー電子では，Z の力は電磁気力よりもはるかに小さく，文字通り“弱い相互作用”にすぎない．しかし高エネルギーの電子が大きな角度で散乱される過程では，微小な Z の力を測る可能性がでてくる．とくに Z の力は弱い相互作用特有のパリティ非保存の性質をもっているので，γ の受けわたしだけでは生じるはずのないパリティの破れを探せばよい．

Z と γ の力が両方働いているときの電子・クォーク散乱の確率振幅 T は，次のような和の形に書ける．

$$T = T_\gamma + T_Z \qquad (12)$$

ここで T_γ, T_Z は γ と Z を通じておこる確率振幅である．散乱の確率(または断面積)は

$$|T|^2 = |T_\gamma|^2 + 2\,\mathrm{Re}(T_\gamma{}^* T_Z) + |T_Z|^2 \qquad (13)$$

に比例する．この第 2 項は量子論特有の干渉効果で，Z による散乱が小さいので $|T_Z|^2$ は無視できる．干渉項は T_Z を含みパリティを破るので，空間反転によって互いに他にうつり換わる 1 対の散乱過程を比べてみたときに，二つの散乱断面積の間には，この干渉項によるわずかな差があるはずである．スピン角運動量は擬ベクトルだから，進行方向がスピンと平行の(右巻きスピンの)電子と逆平行の(左巻きスピンの)電子とは空間反転で互いに入れ換わる．だから，$\sigma(+)$ と $\sigma(-)$ を右巻きと左巻きス

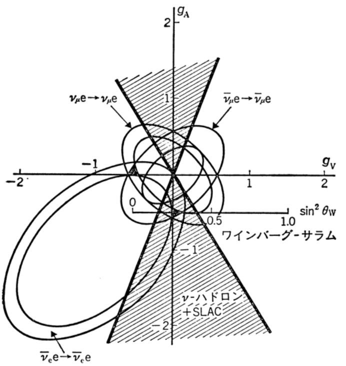


図 4 中性カレント反応のデータ解析. 縦軸と横軸はZの結合定数のベクトル項と擬ベクトル項を表わし，ワインバーグ-サラムと書かれた水平線上の数値は $\sin^2\theta_W$ を意味する. 斜線部は $\nu q \to \nu q$ と $e^-q \to e^-q$ の許容する最大限の領域. 黒く塗りつぶした二つの三角形のうち，縦軸上にあるものがすべての中性カレント反応を再現する領域である.

ピンの入射電子による散乱断面積とすれば，非対称性

$$A = \{\sigma(+)-\sigma(-)\}/\{\sigma(+)+\sigma(-)\} \qquad (14)$$

を測定することによって，干渉項がとり出せる. 電子がクォークに与える運動量 Q が大きくなるほどZの力が相対的に重要になってくることを反映して，非対称性は

$$A = C\times(Q/1\,\mathrm{GeV})^2 \qquad (15)$$

の形をしている. この係数 C は WS 模型で θ_W の関数として計算されていて，10^{-4} のオーダーである.

この実験は 1978 年スタンフォード線形加速器センター(SLAC)の全長 3 km の線形電子加速器を使って行なわれ，その年の 8 月に東京で開かれた第 19 回高エネルギー国際会議のトップニュースとなった. 初めは重陽子，次に陽子を標的として実験が行なわれ，θ_W として

$$\sin^2\theta_W = 0.224\pm0.020 \qquad (16)$$

という値が得られた. これはニュートリノの中性カレント反応から決められた値，0.234 ± 0.013 と実験誤差内でよく一致している. この $\sin^2\theta_W$ の値を(3)と(4)に代入して W と Z の質量を計算すると

$$m_W \cong 80\,\mathrm{GeV} \qquad (17)$$

$$m_Z \cong 90\,\mathrm{GeV} \qquad (18)$$

が予言値として得られる. ニュートリノの中性カレントの初期の実験にはいろいろと混乱があったが，この SLAC の電子・核子散乱でのパリティ非保存の測定でもって，WS 模型の検証が一段と確かなものになった. 翌年の WEINBERG, SALAM, GLASHOW のノーベル賞受賞には，この実験が大きな貢献をしている. 中性カレントの実験データの解析は，亡くなった UCLA の桜井純氏が綿密かつ系統的な解析を続けていた. 図 4 に 1981 年に HUNG と桜井の行なった解析が載せてある(3). この解析では $SU(2)\times U(1)$ のゲージ理論よりもう少し一般的な可能性を含めて，横軸と縦軸に Z の結合定数のベクトル項と擬ベクトル項をとり，それまでの各中性カレント反応がどのような値を要求するかを描いている. 第 3 象限から第 4 象限にわたる水平な直線が WS 模型の予言に相当し，$\sin^2\theta_W$ の値によって直線上の異なる点をとる. すべての実験を再現する $\sin^2\theta_W$ の値が 0.25 の近傍であることがわかる.

原子内電子準位のパリティの非保存

原子内に束縛された電子は，クーロン力がパリティを保存するために，＋か－かのいずれかのパリティをもつ準位を占める. ところが電子と原子核の間に Z による力が働くと，束縛力としてパリティを保存しない力が入り，各準位はパリティの純粋状態ではなく，逆パリティの成分がわずかながら混ざってくる. すると二つの電子準位間の転移で放出または吸収される光は，パリティの純粋状態ではなく，逆パリティの成分を少し含むことになる.

電子と原子核の平均距離は Å(10^{-8} cm)のオーダーで遠く離れているので，10^{-14} cm まで近づける SLAC の電子・核子散乱と比べると，Z の力と電磁気力の比はさらに小さい. それでも，電子の準位しだいでパリティを保存する転移が大幅に抑制される場合があるので，このような準位間の転移をうまく選べば，Z によるパリティ非保存の効果を相対的に大きくすることができる. たとえば，ns 準位と $(n+1)s$ 準位の間では，パリティを保存する転移は高度に抑制された磁気双極(M1)転移だが，これらの準位にわずかに逆パリティの p 状態が混ざっていると，電気双極(E1)転移が可能になる. 重い原子では Z の力が原子核の電荷のほぼ 3 乗に比例して大きくなるので，重い原子で実験した方が有利である.

電子準位のパリティの不純度を光の吸収放出によって測定する一つの方法は，右巻きスピンと左巻きスピンに相当する右円偏光と左円偏光の光の散乱断面積が，パリティ非保存のためにわずかに異なることを利用する. 原理的には SLAC の実験と同じことである. この実験は，はじめビスマス(Bi)の ${}^4S_{3/2}\leftrightarrow{}^2D_{5/2}$ と ${}^4S_{3/2}\leftrightarrow{}^2D_{3/2}$ 転移によっておこる共鳴散乱を利用して行なわれた. レーザーで波長を合わせて，右円偏光と左円偏光の 1 対 1 の重

合せである直線偏光の光を Bi の蒸気に当てると，通過してきた光はもはや右円偏光と左円偏光が 1 対 1 でなく，偏光面が変化(回転)している．偏光面の回転の大きさは θ_W がわかれば予言できる．初期の実験では偏光面の回転がみえず，一時 WS 模型に暗い影を投げかけたが，1978 年にノボシビルスクの BARKOV と ZOLOTOREV が測定に成功し，東京の国際会議で報告した．続いてバークレーの COMMINS のグループが，タリウム(Tl)の $6^2P_{1/2} \to 7^2P_{1/2}$ 転移で放出される光の中にわずかに混ざっている E1 の光を，電場をかけて人工的に誘起した E1 の光(シュタルク効果)と干渉させて増幅して測定し，以後，英，米，仏の三つのグループが測定に成功している．

観測されたパリティ非保存はかなりよい精度だが，これを WS 模型の予言と比較して θ_W を決める段になると，重い原子中での電子の波動関数が正確に知られていないために大きな曖昧さが入ってきてしまう．その結果，電子準位のパリティ不純度が $\sin^2\theta_W = 0.20 \sim 0.25$ の WS 模型と矛盾しない，という結論は出るが，解析のときの理論誤差が大きいために，$\sin^2\theta_W$ の値を正確に決めることは難しい．水素原子で実験すれば電子の波動関数の曖昧さは全くないのだが，パリティ非保存の効果が小さすぎるために，実験計画はあるが果たして技術的に測定できるかどうか今のところわからない．

これらの実験はいわゆる原子物理の実験で，巨大加速器を使う高エネルギー素粒子物理の実験と比べて，費用，人員，時間，スペースなどあらゆる面で桁違いに小さい規模で行なえるのだが，素粒子物理のある限られた局面しか探れないのが残念である．

電子・陽電子消滅における Z 粒子

電子(e^-)と陽電子(e^+)は対消滅すると γ になるか，いったん γ になってからミューオン・反ミューオン($\mu^-\mu^+$)やクォーク・反クォークなどを生成する．e^-e^+ 消滅は過去において c(チャーム)クォーク，τ(タウ)レプトン，b クォークといった新しい基本粒子の存在を教えてくれた．現在ある加速器で得られる e^-e^+ のエネルギーは，予言される Z の質量よりかなり低い．しかし量子論では中間状態でエネルギーを保存する必要がないので，e^-e^+ のエネルギーが Z の質量のはるか下でも，Z を中間状態として $\mu^-\mu^+$ をつくる確率はゼロではない．

$e^- + e^+ \to \mu^- + \mu^+$ の確率振幅 T' は，γ と Z を通る確率振幅の和，$T_\gamma' + T_Z'$ で与えられ，生成の角分布 $d\sigma/d\Omega$ は

$$|T_\gamma'|^2 + 2\,\mathrm{Re}(T_\gamma'^* T_Z') + |T_Z'|^2 \qquad (19)$$

に比例する．T_γ' だけのときは e も μ も γ とベクトル型の結合をするので，e^- の方向から測った μ^- の方向の角

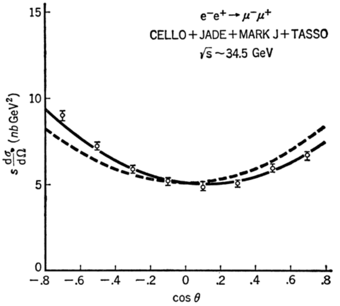


図 5 $e^- + e^+ \to \mu^- + \mu^+$ **の前後非対称．** DESY の四つのチームのデータを併わせて統計精度を改良してある．点線で示された前後対称分布からは明らかなずれが観測され，そのずれは WS 模型で予言される Z の効果とよく一致している．$\sqrt{s}$ は e^-e^+ のエネルギー．1982 年パリの国際会議で DAVIER が報告したもの．

度を θ として，角分布は $d\sigma/d\Omega \propto 1 + \cos^2\theta$ となる．T_Z' が存在すると Z との結合に擬ベクトル結合があるために，

$$d\sigma/d\Omega \propto 1 + \cos^2\theta + b\cos\theta \qquad (20)$$

となる．つまり μ^- が e^- に関して前方に生成される確率と後方に生成される確率に差が生じる．非対称を決める係数 b は θ_W がわかれば正確に計算できる．この前後非対称は，ハンブルクのドイツ電子シンクロトロン研究所(DESY)の加速器 PETRA で，東大グループの参加する JADE(日独英協力)を含む四つの実験チームによって測定された．図 5 は 4 チームのデータの解析を併わせた結果である．観測された前後非対称は，$\sin^2\theta_W = 0.25 \pm 0.07$ の WS 模型の予言と一致している．ニュートリノや電子の散乱では Z を通る運動量が空間的領域を測ったのに対して，e^-e^+ 消滅では時間的領域で Z の効果を測ったことになる．原子内電子準位の実験は運動量ゼロに近い領域での Z の力を観測しているので，これで三つの異なる運動量領域で未知数 θ_W を決め，その値が誤差範囲内で互いに一致したことになる．

e^-e^+ のエネルギーが上がると前後非対称は大きくなり，Z の質量の少し下で T_γ' と T_Z' の干渉が最大となり，前後非対称が最もいちじるしくなる．したがって，筑波の高エネルギー研究所で建設中の e^-e^+ 加速器(TRISTAN)では DESY よりも一段と大きな前後非対称が観測されるはずである．

陽子・反陽子による Z 粒子の生成

これまでの Z の実験的検証は，すべて Z の媒介する力

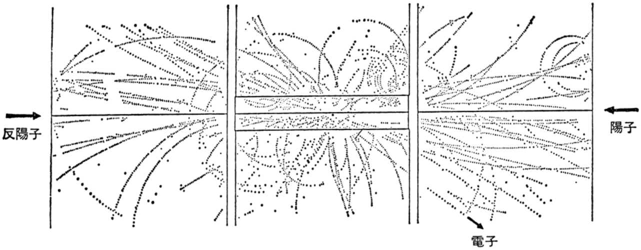


図 6　CERN での W 生成の事象例. 陽子と反陽子が左右から入射して中央で衝突し，何十という粒子が生成されているが，その中で 39 GeV の高エネルギー電子(矢印)が大きな角度で放出されている．測定された粒子の運動量を足すと，入射方向と垂直な方向の成分が明らかに保存していないが，これは飛跡のみえないニュートリノによるものと解釈される．測定装置には強い磁場がかけてあるので，低エネルギーの荷電粒子の飛跡は曲がっている．これが，W^- が生成されて $e^-\bar{\nu}_e$ に崩壊したと解釈される 10 例の事象のうちの一つである．このデータをとった UA1 と呼ばれる実験チームは，CERN のほかに独仏英米伊墺フィンランドの各国から 11 の大学と研究所が参加し，総勢 135 人の物理学者をかかえる大世帯である[(4)].

を測ったもので，Z を生成して捉えたのではない．40 年前，核力が π 中間子によるものと信じられてはいたが，実際に π 中間子を生成して捉えたことがなかった状況と一脈通じる．Z の実験的検証はその頃の π に比べてはるかに定量的で高精度ではあるが，生成された $W^\pm$ と Z を実際に捉えることが残された課題の一つであった．

現在，Z の質量よりエネルギーの高い加速器は，一昨年 CERN に完成した陽子・反陽子衝突加速器しかない．重心系エネルギーは，予言される Z の質量約 90 GeV の 6 倍の 540 GeV である．これは固定標的の 155 TeV (1.55×10^5 GeV) に相当する．このような衝突は，超高エネルギー宇宙線のおこすシャワーを重心系でみているようなもので，ほとんどの場合，入射粒子の方向に何十という高エネルギー粒子が生成される．W や Z はクォーク (q) と反クォーク ($\bar{q}$) の対消滅という素過程で生成されるが，q と $\bar{q}$ は陽子と反陽子のエネルギーの一部分を分担しているにすぎないので，$q\bar{q}$ のエネルギーが W や Z の質量を超える場合は少なく，W や Z の生成はごくまれにしかおこらない．そのようなまれな過程を探し出すには，その固有の特徴に注目しなければならない．

$W^\pm$ が $e^+\nu_e$ ($e^-\bar{\nu}_e$) に崩壊すると $W^\pm$ の質量の半分は $e^\pm$ のエネルギーとして与えられるので，$p\bar{p}$ の重心系でみると，このような $e^\pm$ は入射した $p\bar{p}$ の方向と大きな角度をなして放出される可能性が大きい．しかも反対方向に飛び出してゆく ν_e ($\bar{\nu}_e$) はその飛跡が全くみえないので，あたかも $p\bar{p}$ の進行方向と垂直な面内での運動量が保存していないかのごとき奇妙な事象として観測されることになる．今年の 1 月末までに二つの実験チームがこのような反応を併わせて 10 例観測し，$W^\pm$ の生成と解釈している (図 6)．$p\bar{p}$ の重心系での $W^\pm$ の運動を，生成粒子のエネルギーの測定値と，q と $\bar{q}$ の運動量分布から評価して，$W^\pm$ の質量を 81 ± 5 GeV と推定しているが，この推定には理論的不定性もあると考えるべきで，誤差の評価がだいぶ楽観的にすぎると考える人も多い．しかし W の質量が WS 模型の $\sin^2\theta_W\cong0.22$ で予言される値の近傍にあることは確かで，WS 模型の決定的な検証の一つと考えてよい．

Z が生成された場合には，e^-e^+ や $\mu^-\mu^+$ に崩壊するので，e^- (μ^-) が大きな角度で放出されると同時に e^+ (μ^+) もその反対側に大きな角度で放出される．両方の粒子の運動量を測定してその重心系でのエネルギーを算出すれば，Z の質量に一致しているはずである．Z は W よりも生成断面積が少し小さいが，この方法で e^-e^+ や $\mu^-\mu^+$ の探索を続ければ Z の発見は時間の問題だろう．

近い将来の実験計画

これまでに検証されたのは WS 模型の限られた局面にすぎず，模型のもつさまざまな不完全さを解決し，より統一的な理解に発展するには，$W^\pm$ や Z の詳しい性質を測定することが不可欠である．$p\bar{p}$ 反応で生成される $W^\pm$ や Z の数には限りがあり，しかも，それらがレプトン 2 粒子に崩壊するときにしか，その生成を明瞭に区別できない．$W^\pm$ や Z をクリーンな環境でたくさん生成しなくては，その詳しい性質を調べることはおぼつかない．この目的には e^-e^+ の対消滅が理想的である．e^-e^+ のエネルギーが Z の質量に等しくなると，その生成断面積は $p\bar{p}$ の場合の約 100 倍にもなり，他の余計な粒子が生成

されることもない．エネルギーが $W^\pm$ の質量の2倍を超えると，W^+W^- の対生成が始まり，$W^\pm$ の磁気能率などのゲージ粒子特有の性質も調べることができる．

このような予見にもとづいて，$W^\pm Z$ を生成する e^-e^+ 加速器の建設が進んでいる．一つはSLACの線形加速器で e^- と e^+ を同時に加速してとり出し，円形軌道を逆方向に半周させて正面衝突させる計画で，スタンフォード線形衝突器(SLC)と呼ばれ，1986年末の完成を目標に建設中である．ちょうど，しゃもじの柄の部分で直線加速された e^- と e^+ が，しゃもじのへりを伝わってその頂点で正面衝突する図を想像するとよい．ただし，しゃもじの柄に当たる部分が3kmというスケールである．e^- と e^+ のビームを1ミクロンのオーダーに絞って衝突させねばならないという至難を克服して，e^-e^+ のエネルギーが100GeVまでの領域を探る予定である．e^- と e^+ のビーム強度に限度があるが，Zの生成断面積が巨大であるために，理想的ビーム強度だと1年に350万個のZが生成される．万一Zが100GeVまでの領域にないと，この加速器は約1億ドルもかけた無用の長物となりかねない．逆にいうと，WS模型がいかに深く信じられるようになったかという証拠でもある．

もう一つはCERNの大電子陽電子加速器(LEP)である．これは e^- と e^+ を円形軌道で加速して正面衝突させるもので，現存のPETRA, PEP, あるいは建設中のTRISTANをもう一まわり大きくしたものを想像すればよい．第1期計画は10億スイスフラン(1000億円)をかけて1987年完成を目標とし，e^-e^+ エネルギーで100GeVまでの領域を探る．第2期計画が実現すると260GeVにまで達する．この巨大加速器はジュネーブ郊外のフランスとの国境にあるCERNの敷地に入りきれず，国境を越えてジュラ山脈の横腹にトンネルを掘って円形軌道を建設中である．SLCもLEPも，実験計画の選考採択が終わり，実験装置の建設がまもなく始まる．

1931年にLAWRENCEの作った世界最初の円形軌道加速器サイクロトロンが，バークレーのローレンス・バークレー研究所の正面玄関に，一般見学者のために展示されている．小型のフライパンよりも小さい直径4インチ(10cm)のサイクロトロンと，東京の山の手線の外周に匹敵するLEPの円形軌道のスケールの違いは，過去半世紀の素粒子物理の進歩を物語っているといえよう．

文　献

(1) 統一理論の基本概念を全く数式なしに詳細に説明したものとして，
鈴木眞彦・釜江常好: 素粒子の世界，岩波書店(1981)
少し数式を含めて短く要約したものとして，
藤川和男: 科学, **47**, 351 (1977); 小林誠: 科学, **49**, 427 (1979); 吉村太彦: 科学, **52**, 439, 517 (1982)

(2) 1979年のノーベル賞授賞式での講演は，統一理論の歴史的背景と将来とを各自の立場から述べたもので，興味をもつ読者も多かろう．
S. WEINBERG: Rev. Mod. Phys., **52**, 515 (1980); A. SALAM: Rev. Mod. Phys., **52**, 525 (1980); S. L. GLASHOW: Rev. Mod. Phys., **52**, 539 (1980)

(3) P. Q. HUNG & J. J. SAKURAI: Annual Review of Nuclear and Particle Science, **31**, 375 (1981)

(4) UA1 Collaboration: Phys. Lett., **122B**, 103 (1983)

6　素粒子物理のフロンティア

——ゲージ原理の時代——

江口　徹

自然科学の基礎と目される物理学の中でも，自然界の最も微視的な粒子とその運動法則を研究対象とする素粒子物理学は，その先鋭的性格でよく知られている．こうした学問の前衛性から種々の理論や模型のはやりすたりにも激しいものがあるが，1970年代にひきおこされた素粒子物理学の大転換は，なかでもとりわけ目ざましいものであった．

この10年ほどの間に，1950～60年代を通じて蓄積されてきた種々の断片的・経験的知識が〈ゲージ理論〉という数学的枠組みの中に体系化・組織化された．特に弱い相互作用の理論に関しては，電磁気学との統一という夢のような課題がほぼ達成されたといってよい．統一理論として最も簡単な模型である〈ワインバーグ-サラム模型〉は多くの実験といちじるしい一致を示し，現存する加速器のエネルギー領域での弱い相互作用を正しく記述する理論と考えられる．一方，強い相互作用の理論もその面目を全く一新し，現在では量子色力学(quantum chromodynamics, QCD)を時空の格子上で定式化した〈格子ゲージ理論〉の計算機シミュレーションがその研究の主流となっている．こうした計算機実験の成果からクォークの閉じ込めの問題はほぼ肯定的に解決されたと考えられてきており，すでにハドロンの質量スペクトルの近似的計算結果がいくつか報告されている．

こうした発展をへて，素粒子物理学の性格も大きく変貌してきており，その理論面においては最近種々の周辺分野とのつながりが強まり，こうした境界領域がむしろ素粒子論のフロンティアを形づくってきている．格子ゲージ理論に関しては，統計物理ないし物性物理学と関連が極めて大きく，特に第2種臨界現象の理論やくり込み群がその中核を占めている．また計算機実験の進展とともに，コンピューターサイエンスとのつながりも強まってきており，巨大並列計算機の設計などが話題になっている．こうした傾向はこれからもさらに強まり，強い相互作用の物理は，近い将来，情報科学の問題となりそうな勢いである．クォークの閉じ込めに関しては計算機実験によらず解析的解法を目ざす努力もむろん存在するが，ここではゲージ理論の非摂動的ふるまいを調べるため大域的微分幾何学の方法などにも関心がむけられている．一方，弱い相互作用の統一理論，さらには超高エネルギー領域における強・電磁・弱の三つの力の統一を目ざす〈大統一理論〉においては，特に宇宙物理や天体物理との関連が深まってきている．宇宙は，その発展のごく初期の超高温・高密度状態において，大統一理論のもつ最も高い対称性が実現されていたと考えられており，これが宇宙の膨張・冷却とともに次第により小さな対称性をもつ状態へと相転移をくり返し，現在の宇宙が形成されたと考えられる．こうした大統一理論の予言する宇宙の相転移，さらにはバリオン数生成の問題などは現在最もポピュラーな話題の一つであり本書の諸論文に詳しい解説がある．

以上，素粒子論と関連分野の関係を概観したが，こうした個々のテーマをつらぬいてその基礎を形づくっているのが，〈ゲージ原理〉(gauge principle)ないしゲージ理論的世界観とでも呼べるもので，われわれは“ゲージ原理の時代”のまっ只中にいるといってよい．

ゲージ原理の説明は抽象的でわかりにくいが，つきつめれば一般相対論でおなじみの等価原理のようなもので，理論に何らかの内部対称性があったとき，各時空点における内部空間の座標をどのように選んでも物理法則は変わらない，とする要請である(一般相対論では，各時空点でどのような時空の座標系を選んでも理論が変わらない)．ゲージ理論の魅力の一つは，等価原理からリーマン幾何とアインシュタインの理論がほぼ一意的に導かれるように，ゲージ不変性の要請からゲージ理論の構造がほぼ一意的に決定されるところにある．特にヒッグス機構という余分の道具立ての介在する弱い相互作用の理論にくらべて，純粋にゲージ原理のみで構成される強い相互作用の理論

(QCD)は，その意味においてゲージ原理のもつ物理的帰結を最も基本的な形でとらえようとする試みともいえる．ここでクォークの閉じ込め(一般にゲージ変換の下で不変に留まらないすべての物質場の閉じ込め)といった一見無謀ともみえるアイディアが出てくるわけであるが，つきつめていえば，純粋の非可換ゲージ場の物理的帰結そのものが閉じ込めだと考えているわけで，一般相対論における重力崩壊の不可避性やブラックホールの存在に比較できるであろうか？ 閉じ込めが，何ら神秘的現象ではなく，格子上の強結合ゲージ理論では，明らかに存在するゲージ場の一つの相(phase)であることを示したのは，K. WILSON の卓見である．閉じ込め問題の解析的解決への試みはいまだにいちじるしい困難があるが，計算機実験による格子ゲージ系の理解にはいちじるしい進展があり，WILSON 自体，数値的方法による問題の解決をねらっているようである．

一方，弱い相互作用の理論においては，前述のようにゲージ原理はなまの形では存在せず，ヒッグス機構によってゲージ対称性の一部がこわされ，こわれた対称性に対応するゲージ場は質量を獲得して近距離力の場に転じる．このため，こうしたゲージ場の質量より小さいエネルギー領域においては，もとのゲージ対称性は痕跡が残らないほど大きく破れてみえるわけであるが，ゲージ場の質量よりはるかに大きいエネルギー領域では質量の効果はほぼ無視できて，もともとの対称性が回復してみえてくる．このようにヒッグス機構が介在する場合のゲージ理論の特性は，そのエネルギー領域の違いに応じてあたかも全く異なった対称性が出現してくるという点にある．ワインバーグ-サラムの理論では，数百 GeV くらいのエネルギーを超えると弱い相互作用と電磁的相互作用の非対称が次第に消えてゆき，これよりずっと高いエネルギーでは二つの相互作用が単一のゲージ理論に統一されると考える．

こうした考え方にそって，弱い相互作用・電磁的相互作用のほかに，さらに強い相互作用をも統一して単一のゲージ理論を作ろうと試みると(こうした大統一理論の最も簡単な模型は GEORGI-GLASHOW の $SU(5)$ 模型として知られている)，次のようなことがおこる．まず三つの力が統一されるエネルギーのスケールは，弱・電磁統一は前述のように数百 GeV 程度であるが，弱・電磁と強い相互作用の統一のエネルギーは桁はずれに大きく，実に 10^{15} GeV 程度となる．あるいはこれを逆にたどると，まず対称性の破れ $SU(5)\to SU(3)\times SU(2)\times U(1)_Y$ ($SU(3)$，$SU(2)\times U(1)_Y$ はそれぞれ強い相互作用と弱電磁相互作用のゲージ群)が 10^{15} GeV 付近でおこり，さらに $SU(3)\times SU(2)\times U(1)_Y\to SU(3)\times U(1)_{em}$ ($U(1)_{em}$ は電磁的相互作用のゲージ群)が数百 GeV 付近で生じる．こうした2段階の対称性の破れを考えるわけであるが，ここで最も深刻な困難は，10^{15} GeV と数百 GeV といった全く大きさの異なる量が一つの理論に共存していることである．常識的に考えると，第一段階で 10^{15} GeV 程度のスケールの対称性の破れが存在すると，それに伴う誤差が少しでもあれば数百 GeV より桁ちがいに大きなエラーが出てしまうので，第二段階めの対称性の破れのスケールを正しく出すことができない．これが〈ゲージ階層性〉(gauge hierarchy)と呼ばれる難問で，現在多くの努力が集中されている．

ゲージ階層性の問題を解決する最も有望なアイディアは現在いわゆる〈超対称性〉(supersymmetry)にあるとされている．超対称性はフェルミ粒子とボーズ粒子とを入れかえる変換で，理論に同数のフェルミ粒子とボーズ粒子が共存すると2種の自由度に付随した量子論的ゆらぎの間に相殺がおこり，理論の種々のパラメターに補正が全く生じないという驚くべき現象が生じる．したがって，超対称な理論では一般に桁違いの量の共存が可能で，ゲージ階層性の問題を解く鍵を秘めているようにみえる．

1982年はワインバーグ-サラム模型の最終的検証ともいえるZボゾンの検出(CERN の $\bar{p}p$ 衝突型加速器)，大統一理論の予言する陽子崩壊の検出など，素粒子物理学の将来にかかわる重要な実験結果の報告が予定されている年である．

(Toru EGUCHI，東京大学理学部物理学教室)

7 力の統一理論 I

吉 村 太 彦*

ミクロな素粒子の世界を支配する力の基本法則が，最近のゲージ理論と高エネルギー物理学の発展によって飛躍的に解明されつつある．この力の統一理論は宇宙における物質の存在を基礎づけ，かつ物質が究極的に不安定であることを予言する．この理論の基本的考えと応用を2回にわたって解説する．

統一理論の背景

自然界に働く基本的な力は4種類のものに分類される．私たちの日常生活ともなじみ深い〈重力〉と〈電磁気力〉，ミクロな世界で初めて登場する〈強い相互作用〉と〈弱い相互作用〉がそれである．物質間に作用するあらゆる力が，これら四つの力の積み上げで理解できるということは驚くべきことである．このことは今日の物理学の常識であるけれども，この認識に至る過程は長く，現代物理学の成立過程でもあった．古典物理学で最も重要な役割を演じる重力と電磁気力は，それぞれニュートンとマクスウェルによって体系化された．彼らは当時まで別種のものと考えられていた力を，本質的に同一のものと見抜き，普遍的な力として重力と電磁気力の概念を確立したのである．

重力と電磁気力は，クーロンの法則で表わされるように，力の到達距離が長くマクロな世界でも容易に観測される．原子分子のミクロな世界を支配する力はやはり電磁気力であることがわかったが，ミクロな世界を正しく理解するには量子力学という，古典力学に代わる新しい力学形式が必要であった．これに反して，強い相互作用と弱い相互作用は，さらに極微な領域である原子核と素粒子のレベルではじめて現われる．したがって到達距離の非常に短い力である．強い相互作用は陽子と中性子を結合させて原子核内に閉じこめる力であり，到達距離が10^{-13} cm ぐらいである．弱い相互作用は，原子核のベータ崩壊や多くの素粒子(パイ中間子，ミュー粒子など)の崩壊およびニュートリノ反応などに関与する．弱い相互作用の到達距離はほとんどゼロ，正確には10^{-15} cm 以下である．表1に四つの力の特徴をまとめた．

これらの基本的な力と物質の構成要素である素粒子を記述する理論形式が〈場の理論〉である．場の理論は(特殊)相対論的に共変な量子力学の形式であり，相互作用

表 1 基本的な力の特徴.

力の種類	到達距離	強さ	力の発現例
重　力	クーロン的(∞)	$\sim 10^{-39}$	天体間の引力
電磁気力	クーロン的(∞)	10^{-2}	原子の構成
強い相互作用	$\sim 10^{-13}$ cm	0.1〜1	原子核の結合
弱い相互作用	$< 10^{-15}$ cm	$\sim 10^{-5}$	ベータ崩壊

による素粒子の生成・消滅を記述する．場の理論に基礎をおく素粒子物理学は，最近10年間に強い相互作用と弱い相互作用の理解が急速に進み，大きな発展をとげた．この発展のもとになった考えが〈ゲージ理論〉である．ゲージ理論は力の場と場の源(素粒子が担う)を一体として扱う理論形式で，時空の各点での局所不変性に基礎をおいている．この理論は力の導入が一般の場の理論に比べて任意性なく行なえるという意味で，理論的に興味深い形式である．最近の高エネルギー実験の成果によって，自然はこの美しいゲージ理論を利用していることが次第に明らかになってきた．まず，弱い相互作用と電磁気力がワインバーグ-サラムのゲージ理論(弱・電磁統一理論)によって統一されることが，この理論の予言する中性カレントの発見によってほぼ確かになった．さらに，強い相互作用は〈量子色力学〉(quantum chromodynamics, QCD)という，別のゲージ理論で記述できることが，電子散乱とニュートリノ反応から明らかになってきた．

このように素粒子相互作用に対する理解が深まるなかで，力の統一理論が示唆された．弱・電磁統一理論と強い相互作用の量子色力学はともにゲージ理論であるので，これらの3力は一つの統一ゲージ理論に融合できる，という主張である．重力もローレンツ不変性をゲージ化した理論とみなせるので，将来，この方向ですべての力の統一もできるだろう．強，弱，電磁の3力を統一するゲージ理論は，〈大統一理論〉(grand unified theory, GUT)と呼ばれ，現在さかんに研究されている．重力も含む統一の試みは〈超重力の理論〉である．本稿では大統一理論とその応用について論じる．大統一の結果としていまま

* Motohiko YOSHIMURA 高エネルギー物理学研究所

表 2 統一理論に至る歴史.

年	
1954	非アーベル場のゲージ理論(YANG と MILLS)
1961	自発的対称性の破れの応用(南部ら)
1964	ヒッグス機構
1967	弱・電磁統一理論(WEINBERG と SALAM)
1968	スケール則の発見
1971	くりこみ可能性の証明('T HOOFT ら)
1973	中性カレントの発見
1973	漸近的自由性(POLITZER ら)
1974	新粒子(J/ψ)の発見
1974	大統一理論(GEORGI と GLASHOW, PATI と SALAM ら)

表 3 内部量子数.

基本粒子	電荷	バリオン数	レプトン数
u	2/3	1/3	0
d	−1/3	1/3	0
s	−1/3	1/3	0
c	2/3	1/3	0
e	−1	0	1
ν_e	0	0	1
μ	−1	0	1
ν_μ	0	0	1

で考えられなかった新しい力が導かれる．この新しい力によって，バリオン数と呼ばれる，今日まで保存すると信じられてきた量が保存しなくなる．この新しい力の意味は大きい．これによって，物質は絶対的に安定ではなくなる．それとともに，現在の宇宙にどうして物質だけが存在するのかという，物質・反物質不均衡の問題を解決する糸口が開かれた．本稿の後半ではこの宇宙論への応用を論じたい．表 2 に最近のゲージ理論の発展に関わる，重要な寄与を掲げた．

ゲージ不変性

場の理論に基づく素粒子物理学では，クォークとレプトンという，物質を構成する基本粒子の(物質)場 $\psi(x)$ が基本的な力学変数である．これは質点系の力学における，粒子の座標 x_i ($i=1\sim(3\times$粒子の個数$)$) を無限自由度に拡張し，その指標 i を時空の各点 x で置き換えた形になっている．一つの粒子に対応する自由度が無限個ある理由は相対論的な不変性に関係している．相対論的に共変な波動方程式は負のエネルギー状態を解に含む．負エネルギー状態を正しく解釈するには，空孔理論に従って真空のエネルギーを定義しなおし，反粒子状態を導入せねばならない．その結果，ψ は 1 粒子状態のみならず，(1 粒子) + (粒子–反粒子の 1 対)，(1 粒子) + (粒子–反粒子の 2 対)，など無限の粒子–反粒子対を含む状態をも記述することになる．

基本粒子であるクォークとレプトンは数種類のものが存在することが知られている．これらの基本粒子を区別する属性は，多様な相互作用を通じて不変な量であり，一般に〈量子数〉と呼ばれる．各量子数には保存則が対応し，崩壊・反応の前後で量子数の総和は一定に保たれる．保存則はさらに場の方程式の不変性あるいは対称性と結びついている．ふつう，場の理論はラグランジアンから出発する変分原理によって構成されるので，保存則はラグランジアンの不変性または対称性によって特徴づけられる．基本粒子を区別する量子数のうち，質量とスピンは物理法則のローレンツ不変性(並進，回転，一様運動に対する不変性を含む)に根拠をおく基本的なものである．ローレンツ不変性と独立な量子数は一般に〈内部量子数〉と呼ばれる．電荷，バリオン数，レプトン数，クォークのカラー(3 色あり，赤，緑，青を使う)などが内部量子数の例である(表 3 参照)．

ここで電荷の保存則に例をとり，不変性とその力学的意味づけ(ゲージ不変性)を説明しよう．荷電場 $\varphi_i(x)$ はその電荷 Q_i に応じた位相変換，

$$\varphi_i(x) \longrightarrow e^{iQ_i\alpha}\varphi_i(x) \tag{1}$$

を受けるとき，ラグランジアン $L(\varphi_i(x))$ が不変に保たれる．例えば，

$$L=\int d^3x[\partial_\mu\varphi_i^\dagger\partial_\mu\varphi_i - V(\varphi_i^\dagger\varphi_i)] \tag{2}$$

であればよい．ここで場の微分 $\partial_\mu\varphi_i$ ($\mu=0\sim3$ はローレンツ指標)を含む項が運動エネルギー，$\varphi_i^\dagger\varphi_i$ の関数 V が位置エネルギーに相当する．

位相変換 (1) におけるパラメター α は時空の各点によらない一定の定数である．これを時空の各点の任意関数 $\alpha(x)$ におきかえて，

$$\varphi_i(x) \longrightarrow e^{iQ_i\alpha(x)}\varphi_i(x) \tag{3}$$

に対する不変性を要求するとどうなるだろうか？ 明らかに $\varphi_i^\dagger\varphi_i$ は不変なので，位置エネルギーは不変である．しかし，

$$\partial_\mu\varphi_i(x) \longrightarrow e^{iQ_i\alpha(x)}[\partial_\mu + iQ_i\partial_\mu\alpha(x)]\varphi_i(x) \tag{4}$$

なので，運動エネルギーは不変でない．運動エネルギーを不変にするには，共変微分 ∇_μ を新しい場 $A_\mu(x)$ とともに導入する：

$$\nabla_\mu\varphi_i(x) \equiv [\partial_\mu - ieQ_iA_\mu(x)]\varphi_i(x) \tag{5}$$

ここで e は電気素量である．もし A_μ の変換性が

$$A_\mu(x) \longrightarrow A_\mu(x)+\frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \tag{6}$$

であれば，$\nabla_\mu\varphi_i(x)$ は (3) と同じ変換性を示し，$(\nabla_\mu\varphi_i)^\dagger \times \nabla_\mu\varphi_i$ が不変になる．新たな場 A_μ は電磁場のベクト

ルポテンシャルにほかならず，

$$L=\int \mathrm{d}^3x[\nabla_\mu\varphi_i{}^\dagger\nabla_\mu\varphi_i-V(\varphi_i{}^\dagger\varphi_i)-\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu)^2] \qquad (7)$$

が荷電粒子系の場の量子論を記述するラグランジアンとなる．最後の項はよく知られた電磁場 $\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B}$ によるラグランジアン密度

$$\frac{1}{2}(\boldsymbol{E}^2-\boldsymbol{B}^2)$$

を与える．この項も変換(6)で不変である．

量子電磁力学をこのように再構成することの利点は，それがより一般の力の場を導入する方法を提供することにある．位相変換(1)は α を変換のパラメターとするアーベル群(可換群)をなすが，このパラメターを時空の任意関数とすることにより，電磁場を含む変換(3)，(6)に対する不変性が導かれた．このような時空の各点で異なる変換を〈ゲージ変換〉または〈局所変換〉，それに対応する不変性を〈ゲージ不変性〉または〈局所不変性〉と呼ぶ．量子電磁力学を一部として含む，素粒子の統一ゲージ場理論をつくるには，アーベル群よりもっと一般の変換群に対して不変な理論をつくる必要がある．そのためにはアーベル群と任意の単純群に対する理論の構成法を知れば十分である．このような一般のゲージ場の理論は YANG と MILLS，および内山龍雄によって与えられた[1]．その要点は次のとおりである．まず単純群のある既約表現のベースに粒子の場 φ を対応させる．この既約表現における無限小生成子(generator)を T_a ($a=1$～ 群の次元)とすると，運動エネルギーに現われる共変微分は

$$\nabla_\mu\varphi=(\partial_\mu-igT_a\cdot A_\mu{}^a)\varphi \qquad (8)$$

である．ここで g がゲージ結合定数(e に相当する)である．ゲージ場 $A_\mu{}^a$ を共役(adjoint)または正則(regular)表現に指定した．ゲージ場のラグランジアン密度は

$$-\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu{}^a-\partial_\nu A_\mu{}^a+gf_{abc}A_\mu{}^bA_\nu{}^c)^2 \qquad (9)$$

である．f_{abc} は対応するリー群の構造定数であり，一般の非可換群ではゼロでない成分を含む．この項の存在は，ゲージ場自身が保存量を担い，さらに場を生じる源となる非線形効果を生じることを意味する．以上の式ではくり返しのある添字について和がとられているものとする．

ゲージ理論の魅力は，局所不変性の要求があまりに強いために，ゲージ場 $A_\mu{}^a$ と物質場 φ の相互作用が不変な運動エネルギー項，

$$\nabla_\mu\varphi^\dagger\nabla_\mu\varphi=\partial_\mu\varphi^\dagger\partial_\mu\varphi-ig(\partial_\mu\varphi^\dagger T_a\varphi-\varphi^\dagger T_a\partial_\mu\varphi)\cdot A_\mu{}^a+g^2\varphi^\dagger T_aT_b\varphi\cdot A_\mu{}^aA_\mu{}^b \qquad (10)$$

によって一義的に決まることである．3力を統一する理論において，これはすべての力の強さが一つの定数 g によって規定される可能性を与える．しかし，このような理論的興味にもかかわらず，ゲージ理論は量子電磁力学以外に応用の可能性がないものと長い間みられてきた．その理由は，ゲージ場 A_μ に有限な力の到達距離を与える質量項，

$$m^2A_\mu{}^2$$

がゲージ不変性によって禁止されるためである．電磁場と重力場以外の力はすべて短距離力なので，これは致命的な欠陥と思われた．この困難は〈対称性の自発的破れ〉と呼ばれる機構によって，みごとに解決された(HIGGS ら)．

ヒッグス機構と弱・電磁統一

ゲージ不変性と矛盾することなく有限な力の到達距離を与えるからくりは，基底状態が不変性を破らざるをえないようにすることである．こうすると，法則自体は不変だが，実現される状態はみかけ上不変性を破ることになる．例えば，強磁性体を記述する，ミクロな磁気的相互作用は空間回転に対し対称である．しかし，磁気モーメントがそろう方がエネルギー的に安定なので，実現する状態は磁化が一定方向をとる．つまり，一定方向が選ばれるという意味で回転不変性を破る．

ゲージ場に有限質量を与え，到達距離を短くする機構は〈ヒッグス機構〉と呼ばれる[1]．ここでは考え方だけ示すことにするので，簡単な可換群の模型でそのからくりを説明する．いま“荷電”粒子系のラグランジアン密度 L が

$$L=-\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu)^2+|(\partial_\mu-igA_\mu)\varphi|^2-\lambda(|\varphi|^2-v^2)^2 \qquad (\lambda>0) \qquad (11)$$

の形をとるものとする．これから導かれる作用積分を最小にするには，ポテンシャル項，$\lambda(|\varphi|^2-v^2)^2$ を最小にする必要がある．よって，“荷電”複素場 φ は一定値 v をとらざるをえない．$\varphi=v$ のとき，(11)は

$$L=-\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu)^2+g^2v^2A_\mu{}^2 \qquad (12)$$

となり，ゲージ場 A_μ が質量 gv をもつことを示す．

WEINBERG と SALAM によって唱えられた，有名な弱・電磁統一ゲージ理論は，ヒッグス機構を巧みに使って，弱い相互作用と電磁相互作用の到達距離の違いを説明する[1]．この理論の詳細を議論するのは本稿の目的ではないので，ここではあとで必要な程度に理論の構造を示すにとどめる．理論の基礎になるのは，群 $SU(2)\times U(1)$ によるゲージ不変性である．基本粒子として，クォークと

レプトンをとり，$SU(2)$群のもとで2重項をなすものと仮定する：

$$\begin{pmatrix}\nu_l\\ l\end{pmatrix}_{\mathrm{L}},\quad \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_{\mathrm{L}} \tag{13}$$

lは荷電レプトン，e(電子)，μ(ミュー粒子)などを代表する．ここでLとかかれているのは，フェルミの弱い相互作用に現われるカレントを，ベクトル-擬ベクトル(V-A)にするため，4成分スピノルのうちの2成分ワイル・スピノルをとるためである．これはふつう，左巻きカイラリティー(chirality)と呼ばれる．他の2成分(右巻きカイラリティー)

$$(l)_{\mathrm{R}},\quad (u)_{\mathrm{R}},\quad (d)_{\mathrm{R}} \tag{14}$$

はすべて$SU(2)$ 1重項である．ニュートリノν_{L}が2成分しかもたないことは，ニュートリノが質量をもたない粒子であることによる．クォークはu, dで区別されるフレーバー以外に，カラーの自由度(赤，緑，青)をもつ．カラーは強い相互作用のゲージ場の源である[2]．(13)と(14)に現われる粒子の自由度は，2成分スピノルで数えて15個ある．この15個の基本粒子は標準的な単位をなし，世代または族と呼ばれる．自然界には少なくとも3世代以上あることがほぼ確実である．

ワインバーグ-サラム理論が成功した鍵は，2重項ヒッグス粒子φを使って，$SU(2)\times U(1)$不変性をみかけ上破ることにある．こうすることで電磁場が長距離力にとどまることを説明し，新しい型の弱い相互作用を予言することに成功した．この新しい弱い相互作用は，荷電の変化を伴わないカレント(中性カレント)で記述される：

$$\text{有効ハミルトニアン密度} = \sqrt{2}\,G_{\mathrm{F}}(J_\mu{}^{(3)} - 2\sin^2\theta_{\mathrm{W}}\,J_\mu{}^{(\mathrm{em})})^2 \tag{15}$$

ここで，$J_\mu{}^{(3)}$は2重項スピノルからつくられる，弱い“アイソスピン”の第3成分カレント，$J_\mu{}^{(\mathrm{em})}$は電磁カレント，G_{F}はフェルミ定数，θ_{W}はワインバーグ角と呼ばれるパラメターである．この型の相互作用は，ニュートリノ反応，電子散乱におけるパリティー非保存，によって実験的に確かめられた．すべての実験データは

$$\sin^2\theta_{\mathrm{W}} = 0.23\pm0.01 \tag{16}$$

を使って説明できる[3]．この中性カレント現象の発見と検証はワインバーグ-サラム理論が正しいことを強く印象づけた．

大統一理論の構想

弱・電磁統一理論が着実に実験的に検証されていくことと並行して，強い相互作用のゲージ理論も少しずつ理解が進んでいった．強い相互作用のゲージ理論は量子色力学と呼ばれる[2]．すなわち，クォークの三つのカラー

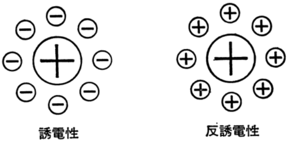


図1 誘電性と反誘電性． ふつうの電荷は負電荷を近づけ，正電荷を遠ざける(左)が，量子色力学ではこれが逆になる(右)．

量子数を源とするゲージ場に基づき，3次元特殊ユニタリー群$SU(3)$をゲージ対称性とする理論である．ここでは漸近的自由性(asymptotic freedom)が最も基本的な特徴である．これは直観的には反誘電性とでもいうべきものに対応する．ふつうの媒質中におかれた正電荷は，まわりの物質を分極させ，負電荷を近づけ正電荷を遠ざける(誘電性)．真空中におかれた電荷に対しても，真空偏極と呼ばれる同様なことがおこる．量子色力学ではこれと正反対の反誘電性が生じる(図1参照)．ここでは一つのカラーの近傍に同種カラーが集まる傾向があり，補色は遠方へおいやられる．どうして反誘電性が現われるのかという説明は難しいので省くが，$SU(3)$ゲージ群の非可換性，すなわちゲージ場自身がカラーの源となること，が本質的なことは事実である．

漸近的自由性は強い相互作用が近距離で弱くなることを示している．これは，遠方からカラーの中心へ近づくにつれて同種カラーの雲の影響が次第に小さくなり，裸のカラーがみえてくることから理解できる．くりこみ群理論に基づく分析では，実質的なカラーの強さは距離rとともに対数関数的に減少し，裸のカラーはゼロである：

$$\alpha_{\mathrm{s}}(\mu) \simeq \frac{2\pi}{7}\left(\ln\frac{\mu}{\Lambda}\right)^{-1} \tag{17}$$

ここでμはrに共役な運動量移行の大きさで，系をプローブするエネルギーと思ってよい．大きなエネルギーは近距離に対応する．経験的に，Λは400〜100 MeVの大きさである．(17)は$\mu\gg\Lambda$でのみ意味をもつが，μがΛ近くになると結合定数が大きくなり，ハドロン物理の強結合領域に入る．クォークの閉じこめ問題は強結合領域での未解決の課題である[4]．ワインバーグ-サラムの弱・電磁理論と量子色力学に基づく，相互作用の統一ゲージ理論はふつう標準理論と呼ばれる．

漸近的自由性は力の統一理論にとって決定的な意味をもつ．強い相互作用の結合定数α_{s}がエネルギーの増加とともに減少するのに反して，弱・電磁相互作用を代表する微細構造定数αはゆるやかに増加する：

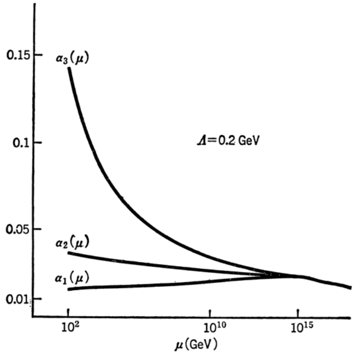


図 2　結合定数の変化.

$$\alpha(\mu) \simeq \alpha_0\left(1-\frac{5\alpha_0}{3\pi}\ln\frac{\mu}{\mu_0}\right)^{-1},$$

$$\alpha_0{}^{-1} \simeq 128,\quad \mu_0 \simeq 10^2\,\mathrm{GeV} \tag{18}$$

したがって，二つの力の強さはあるエネルギーで一致する[5]！ 実際には，ゲージ群は三つあり，$SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ に対応して三つの結合定数，$\alpha_3=\alpha_s, \alpha_2, \alpha_1$ (ただし，$\alpha^{-1}=\alpha_2{}^{-1}+(5/3)\alpha_1{}^{-1}$) があるので，この解析はもう少し複雑である (図 2 参照)．最も詳しい計算によると，いくつかの簡単な仮定のもとに

$$m_{\mathrm{X}} = 5\times10^{14}\,\mathrm{GeV} \tag{19}$$

が 3 力の統一されるエネルギースケールとして決まる[6]．核子の質量エネルギーが 1 GeV，弱・電磁の統一スケール(すなわち，W 粒子の質量エネルギー) が 100 GeV であるから，これは途方もなく大きいエネルギーである．しかし，自然界には重力がミクロな力として効くエネルギーとして，プランク・エネルギー 10^{19} GeV という，これより大きなスケールもあるので，大統一のスケールとして (19) を排除することもできない．むしろ大統一による物理的帰結を調べてみる必要がある．

最も簡単な大統一理論 (例えば次節で説明する $SU(5)$ 模型) では，低エネルギーでのゲージ対称性 $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ に対応する三つの結合定数が，一つの統一スケール m_{X} で一致することを要求する．一方，くりこみ群による解析では結合定数のエネルギーによる変化率が理論的に計算できるので，独立な低エネルギーでのインプットとして二つの結合定数の，あるエネルギーでの値をとる．α (微細構造定数) と α_3 をこの二つのインプットにとると，ワインバーグ角が次のように決定される[5]：

$$\sin^2\theta_{\mathrm{W}} = \frac{3}{8}\left[1-\frac{55}{9\pi}\alpha(m_{\mathrm{W}})\ln\frac{m_{\mathrm{X}}}{m_{\mathrm{W}}}\right] \tag{20}$$

すでに求められた m_{X} の値を代入すると

$$\sin^2\theta_{\mathrm{W}} \simeq 0.21 \tag{21}$$

これは実験データから決まった値 (16) に非常に近く，特に低エネルギーデータを輻射補正の影響まで考慮して解析すると，完全な一致が得られる[7]．

大統一理論の最も重要な帰結は物質不安定性の予言である[8][9]．これは，単独の陽子または原子核内の中性子の安定性を保証する，バリオン数保存が破れることに基づく．バリオンはクォークの 3 体系なので，バリオン数非保存はクォーク数非保存といってもよい．バリオン数非保存が生じる理由は，強い相互作用と弱・電磁相互作用が統一される結果として，クォーク q とレプトン l の相互転換がおこり，次のプロセスが生じることによる：

$$\mathrm{ql} \longleftrightarrow \mathrm{X} \longleftrightarrow \overline{\mathrm{q}}\overline{\mathrm{q}} \tag{22}$$

q と l はクォークとレプトンを代表し，X は大統一の結果生じる新しいゲージ粒子を表わす．X 粒子がクォークとレプトンの対とともに反クォーク 2 体系にも結合することがバリオン数非保存の生じる鍵である．低エネルギーでのバリオン数非保存相互作用は 4 体フェルミ型で近似でき，

$$\frac{g^2}{m_{\mathrm{X}}{}^2}\varepsilon_{ijk}q_iq_j\cdot q_kl \tag{23}$$

と書ける．ここで ijk は三つの異なるカラーを表わす．この結果，

$$\mathrm{p} \longrightarrow \mathrm{e}^+ + \pi^0,\quad \mathrm{n} \longrightarrow \mathrm{e}^+ + \pi^- \tag{24}$$

などの崩壊モードが可能になる．これらの核子崩壊の寿命はどのくらいになるのだろうか？ 先に説明したくりこみ群の解析によって，g^2 も m_{X} も大きさが大体わかっているので，核子の寿命の計算ができる．最も簡単な $SU(5)$ 模型での結果は

$$\tau_{\mathrm{p}} = 1.3\times10^{31\pm1}\,年 \tag{25}$$

である[6][10]．ここでの不定性は，強い相互作用定数 Λ ((17) の値)，ハドロンのクォーク模型による計算，などのあいまいさを反映している．現在の実験リミットが 10^{30} 年以上なので，このリミットを上げて (25) の予言に近づくことは難しくない．現在，核子崩壊の新しい実験がいくつか世界各国で始まっている．

大統一理論の模型

前節で考え方を示した大統一理論を具体的に構成してみよう．理論の詳細を現在の実験データだけから確定することは不可能なので，私たちは模型と称して数学的に矛盾のない理論を構成し，その物理的帰結を実験と比べ，実験可能な新しい予言がないかを調べる．特に大統一理論では，統一のエネルギースケールとして巨大な

10^{15} GeV ぐらいが関係するので，不定な要素が多く，それだけ多くの模型が考察されている．ここでは，簡単かつきれいな模型として，10 次元回転群に基づく $SO(10)$ 模型[11]を紹介し，より簡単な $SU(5)$ 模型[9]との関係にふれることにしたい．

ここで登場する 10 次元空間は現実の 4 次元時空とは無関係であり，抽象的に設定された内部空間である．この 10 次元空間で定義されるスピノルに基本粒子を指定する．先に 15 個の 2 成分ワイル・スピノル(ミンコフスキー空間のスピノルと 10 次元空間のスピノルを混同しないこと)が標準理論の 1 世代をなすことをみたが，10 次元空間の既約スピノルは 16 成分なので，標準理論にはない新しいワイル・スピノル(N_{R})が加わる．場を量子化すると，ワイル・スピノル ψ_{L} は左巻き粒子と右巻き反粒子，ψ_{R} は右巻き粒子と左巻き反粒子を記述する．よって，ψ_{R} の代りに反粒子の場 $(\bar{\psi})_{\mathrm{L}}$ を使ってもよい．こうすると，1 世代の基本粒子は

$$\begin{pmatrix} u_{赤} & u_{緑} & u_{青} & \nu \\ d_{赤} & d_{緑} & d_{青} & e \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} + \begin{pmatrix} \bar{u}_{赤} & \bar{u}_{緑} & \bar{u}_{青} & \overline{N} \\ \bar{d}_{赤} & \bar{d}_{緑} & \bar{d}_{青} & \bar{e} \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} \qquad (26)$$

と表わされる．この第 1 世代に続いて，μ を含む第 2 世代，τ 粒子を含む第 3 世代が導入される．この模型では，異なる世代は本質的に同等なものとして扱われる．ヒッグス機構の結果として世代間の異なる質量，弱い相互作用に現われる混合角を導くことができるが，異なる世代が存在する理由，質量スペクトルなどに対する深い理解は期待できない．

10 次元空間の回転の全体は，鏡映操作を除外すると，連結した連続群 $SO(10)$ をつくる．この回転群のなかにはいくつかの興味ある部分群が含まれる．強い相互作用と弱・電磁相互作用のゲージ群 $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ もあるはずである．このことを調べるには，ab 面での無限小回転を生成する角運動量演算子，

$$\sigma_{ab} = -\sigma_{ba} \qquad (a, b=1\sim 10)$$

の間の代数関係，すなわちリー代数 (Lie algebra) を検討する．角運動量の交換関係の全体，

$$[\sigma_{ab}, \sigma_{cd}] = i(\delta_{ac}\sigma_{bd}+\delta_{bd}\sigma_{ac}-\delta_{ad}\sigma_{bc}-\delta_{bc}\sigma_{ad}) \qquad (27)$$

のあるものは部分的に閉じた代数関係をつくり，それから部分群が同定される．例えば，10 次元空間を独立な 6 次元と 4 次元に分解することによって，部分群 $SO(6)\times SO(4)$ が得られる．このうち，6 次元回転群は 4 次元ユニタリー群，$SU(4)$ と局所同型，4 次元回転群は二つのユニタリー群 $SU(2)$ の積と局所同型である．したがって，

$$SO(6)\times SO(4) \simeq SU(4)\times SU(2)\times SU(2)' \qquad (28)$$

実は，16 成分スピノルを (26) のように分解したのはこの部分群を念頭においていたからである．式 (26) の横方向の変換は $SU(4)$ の 4 成分スピノル $\underline{4}$，またはその共役スピノル $\underline{4}^*$，の変換性に従い，縦方向の変換は $SU(2)$ または $SU(2)'$ のスピノル変換に従う．象徴的にかくと，

$$\begin{array}{l} \overset{SU(4)}{\longleftrightarrow} \\ \begin{pmatrix} u_{赤} & u_{緑} & u_{青} & \nu \\ d_{赤} & d_{緑} & d_{青} & e \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} \updownarrow SU(2), \\ \overset{SU(4)^*}{\longleftrightarrow} \\ \begin{pmatrix} \bar{u}_{赤} & \bar{u}_{緑} & \bar{u}_{青} & \overline{N} \\ \bar{d}_{赤} & \bar{d}_{緑} & \bar{d}_{青} & \bar{e} \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} \updownarrow SU(2)' \end{array} \qquad (29)$$

反粒子を粒子に直して考えると ($\bar{\psi}_{\mathrm{L}}\to\psi_{\mathrm{R}}$)，$SU(4)$ は左右のカイラリティーに対して対称に(ベクトル的という)働き，$SU(2)$ は左巻き，$SU(2)'$ は右巻きにのみ働く群である．$SU(4)$ 群は通常のクォークの 3 色以外に，レプトン数を第 4 の色として含む群である．

$SO(10)$ の別な部分群で重要なものに 5 次元ユニタリー群 $SU(5)$ がある．一般に，$SO(2N)$ と $SU(N)$ の関係は，リー代数 (27) と密接に関連するクリフォード代数 (Clifford algebra) を導入すると，見通しよく議論できるが，ここではそれに立ち入る紙数の余裕がない．天降り的だが，次の演算子の組，

$$\sigma_{2j,2k-1}+\sigma_{2k,2j-1}, \quad \sigma_{2j-1,2k-1}+\sigma_{2j,2k} \qquad (j\neq k)$$

$$\sigma_{2j-1,2j}-\frac{1}{5}\sum_{l}\sigma_{2l-1,2l} \qquad (j, k, l=1\sim 5)$$

が $SU(5)$ 部分群を生成することだけ指摘する．この $SU(5)$ 部分群のもとで 16 成分スピノル (26) は

$$\begin{pmatrix} u_{赤} & u_{緑} & u_{青} & \bar{u}_{赤} & \bar{u}_{緑} & \bar{u}_{青} & \bar{e} \\ d_{赤} & d_{緑} & d_{青} & & & & \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} + \begin{pmatrix} \bar{d}_{赤} & \bar{d}_{緑} & \bar{d}_{青} & \nu \\ & & & e \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} + (\overline{N})_{\mathrm{L}} \qquad (30)$$

のように既約分解される．すなわち $SU(5)$ の表現として，$\underline{10}+\underline{5}^*+\underline{1}$，に分解される．通常 $SU(5)$ 模型と呼ばれているものは，$\overline{N}_{\mathrm{L}}$ を除く可約表現，$\underline{10}+\underline{5}^*$ で構成される．このように，$SO(10)$ 模型と $SU(5)$ 模型の一つの大きな違いは新しい自由度 N の有無である．

ワインバーグ-サラム理論と同様に，ヒッグス機構の理解なくして大統一理論を議論することはできない．前節の議論にあったように，大統一理論では最小限二つの質量スケールが必要である．大きなスケールは X 粒子の質量を与え，小さなスケールは弱い相互作用の W，Z 粒子の質量を与える．この二つの質量比は 10^{13} と非常に大きく，このことを実現するために大統一模型ではふつう 2 種類以上のヒッグス粒子を必要とする．最も簡単な $SU(5)$ 模型以外では，三つ以上のスケールが導入されることも多い．このようにいくつかの質量スケールが共存するとき，これらを大きい順序に並べて，ゲージ対称性がこの順に破れていくパターンを示すのが便利である．

$SO(10)$ 模型でよく議論される破れのパターンは

$$
\begin{array}{l}
SO(10) \nearrow SU(5) \searrow \\
\qquad \searrow SU(4)\times SU(2)\times SU(2)' \nearrow \\
SU(3)\times SU(2)\times U(1) \longrightarrow SU(3)\times U(1)
\end{array}
\tag{31}
$$

の二つである．どちらのパターンも 3 種類のヒッグス粒子を必要とするが，最初の二つのスケールがたまたま近くて，$SO(10)$ が直ちに $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ に破れるようにパラメターをとることも可能である．(31) の二つのパターンの大きな違いは，$SU(5)$ を経過するパターンが高いスケールで左右対称性が破れるのに対して，$SU(4)\times SU(2)\times SU(2)'$ を経過するパターンはより低いスケールまで左右対称性を維持できることである．この違いはニュートリノ質量やバリオン非対称度の大きさに反映されることをのちにみるであろう．

（つづく）

文　　献

(1) 例えば次の総合報告を参照．E. S. Abers & B. W. Lee: Phys. Rev., **9C**, 1 (1973)
(2) 次の論文集を参照．松田哲・植松恒夫編：物理学論文選集 206，摂動論的量子色力学，日本物理学会 (1980)
(3) J. E. Kim et al.: Rev. Mod. Phys., **53**, 211 (1981)
(4) 例えば，米谷民明：科学，**51**, 687 (1981)
(5) H. Georgi et al.: Phys. Rev. Lett., **33**, 451 (1974)
(6) J. Ellis et al.: Nucl. Phys., **B 176**, 61 (1981) およびその文献
(7) W. J. Marciano & A. Sirlin: in 'The Second Workshop on Grand Unification', J. P. Leveille et al. eds., Birkhäuser (1981) p. 151
(8) J. C. Pati & A. Salam: Phys. Rev. Lett., **31**, 661 (1973)
(9) H. Georgi & S. L. Glashow: Phys. Rev. Lett., **32**, 438 (1974)
(10) 大統一理論の専門的な総合報告として次のものを参照．P. Langacker: Phys. Rev., **72C**, 185 (1981)
(11) H. Georgi & D. V. Nanopoulos: Nucl. Phys., **B155**, 52 (1979) およびその文献

8 力の統一理論 II

吉 村 太 彦

核子崩壊

私たちが経験的に知っている物質の安定性を保証するのは，質量数保存則あるいはその一般化であるバリオン数保存則である．この保存則の結果として，例えば陽子が陽電子と中性パイ中間子に崩壊することが禁止される：

$$\text{陽子}(p) \longrightarrow \text{陽電子}(e^+) + \text{中性パイ中間子}(\pi^0)$$
$$\text{バリオン数}: 1 \neq 0+0$$

陽子はバリオン数が1の最低エネルギー状態であり，他のものに崩壊できない．しかし，このバリオン数保存は電荷の保存則に比べて，深い理論的な根拠を欠くことを強調したい．すでにみたように，電荷の保存則はゲージ理論の形式によって力の場である電磁場の存在と不可分の関係にある．バリオン数を源とする場の存在は知られていないので，この保存則を電荷の保存則と同様に基本的なものとみることはできない．

しかし，何らかの偶然的な理由によりバリオン数保存則が成立することも考えられる．事実，標準的なゲージ理論では，クォーク(q)やレプトン(l)，ゲージ場やヒッグス場を使って，くりこみ可能でバリオン数を保存しない相互作用を書くことができない．例えば，4体フェルミ型の相互作用，qqql，はバリオン数を保存しないが，くりこみ不可能であり，簡単な場の理論の形式で記述できない．

バリオン数はクォークおよびそのカラーと密接に関係している．バリオン族はクォーク3体の無色状態（赤，緑，青を完全反対称に混ぜる）なので，クォークは1/3のバリオン数をもつ．一方，レプトンと標準理論におけるゲージ粒子およびヒッグス粒子はすべてバリオン数0の粒子である．標準理論を拡張した大統一理論では，クォークとレプトンの相互転換が新しいゲージ粒子Xを媒介として可能になる．カラー保存と弱・電磁相互作用のフレーバー保存に矛盾することなく，このX粒子はクォーク2体系にも結合できる．例えば，

$$q_{\text{赤}}\, l \longleftrightarrow X_{\text{赤}} \longleftrightarrow \overline{q_{\text{緑}}}\ \overline{q_{\text{青}}}$$

が許される(図3)．この素過程，$ql \leftrightarrow \overline{q}\overline{q}$，およびその共役過程，$\overline{q}\overline{l} \leftrightarrow qq$，がバリオン数を保存しないことは明らかである．

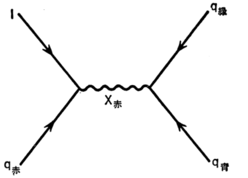


図 3 バリオン数非保存相互作用．

X粒子の関与する，バリオン数を保存しない相互作用は，大統一理論の模型によってその詳細が異なる．ここでは具体例を示す目的で，$SO(10)$ 模型の相互作用を書く．

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_X = \frac{g}{2}\Big[&\overline{(u,d)}_i \tilde{X}_i{}^{\mu}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} N^c \\ -e^+ \end{pmatrix} \\ &-\overline{(\nu,e)}\tilde{X}_i{}^{\mu}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} u^c \\ -d^c \end{pmatrix}_i \\ &-\varepsilon_{ijk}\overline{(u^c,d^c)}_i\tau_2\tilde{X}_j{}^{\mu}\tau_2\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_k \\ &+(\text{h.c.})\Big]\end{aligned} \qquad (32)$$

$$\tilde{X}_i = \begin{pmatrix} X_V{}'(2/3) & X_V(-1/3) \\ X_V{}'(-1/3) & -X_V(-4/3) \end{pmatrix}_i \qquad (33)$$

ここで，ラテン添字 i, j, k は色，ギリシャ添字 μ はローレンツ指標を意味する．$SO(10)$ 模型には(33)に現われる4種類のX粒子が存在し，$X_V{}'$ と X_V はかっこ内に示された荷電をもつ，$SU(2)$ 2重項かつ $SU(3)$ カラー3重項である．カラーとフレーバーおよび反粒子を独立な自由度として数えると，X粒子の総数は24個である．$\tilde{X}$ はこれを行列で表わしたもので，実際この表示通り，$\tilde{X}$ は式(28)の $SU(2)\times SU(2)' \simeq SO(4)$ の4重項として変換する．より簡単な $SU(5)$ 模型では，$X_V{}'$ は存在せず，この項を消去した形の相互作用(32)が書ける．

$SO(10)$ 模型に登場する二つの2重項，X_V と $X_V{}'$，はより一般の大統一模型に現われるゲージ粒子Xの可能なタイプをつくしている．すなわち，低エネルギーのゲージ対称性 $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ とローレンツ不変性を仮定したとき，ql と $\overline{q}\overline{q}$ のどちらにも結合できるスピン1の粒子はこの2種類に限られる．スピン0のヒッグス粒子の場合には

$$X_S(-1/3), \quad X_S{}'(-4/3),$$

$X_s''(2/3, -1/3, -4/3)$ (34)

がバリオン数非保存に関与できる粒子のすべてである．もちろんこれらのX粒子は，ゲージ粒子もヒッグス粒子も，10^{15} GeV 付近の非常に大きな質量をもつので，低エネルギーでは4体フェルミ型に近似して考えてよい．

特定の模型によらない，一般的なバリオン数非保存相互作用はこのように $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ ゲージ対称性を手がかりとして，4体フェルミ近似によって分析できる[12]．この結果得られる一般的な選択則として，

(1) B−L(バリオン数 −レプトン数)の保存，

(2) アイソスピンの変化 $\Delta|I|=1/2$

が挙げられる．したがって，$p\to e^+\pi^-$ は許されるが，$p\to e^-\pi^+\pi^+$ は禁止される．さらに部分幅に対して

$$\Gamma(p\to e^+\pi^0)=\Gamma(n\to e^+\pi^-)/2$$

などの関係が成り立つ．もしこれらの選択則が破れていることが発見されれば，大統一のスケール 10^{15} GeV に到達する前に，これまで考慮しなかった新しい物理が登場することを意味する．このように，核子崩壊の確認は大統一理論の基本的な考え方を検証するとともに，その選択則の確立によって中間領域の物理に対する手がかりを与える．

核子崩壊のさらに詳しいこと，例えば崩壊の寿命と分岐比(それぞれの崩壊様式の相対的な強さ)は模型の詳細が関係する．ヒッグス粒子がバリオン数非保存相互作用を支配しないこと，異なる世代間の混合が小さい(せいぜい弱い相互作用程度に)こと，を仮定したとき，分岐比は主に二つのゲージ粒子 X_V' と X_V の質量比で決まる．特にこの質量比に敏感な量は，崩壊生成粒子中の e^+ 対 $\bar{\nu}_e$ 比，e^+ または μ^+ の偏極度である[12]．これらの量は，例えば $SO(10)$ または $SU(5)$ 模型の区別に役立つ．これに対して，2体崩壊の分岐比，$e^+\pi^0/e^+\rho^0/e^+\eta/e^+\omega$ は，ハドロン力学の詳細，特にハドロン内のクォーク波動関数が関係して，不定性の少ない計算をすることが難しい．これらの不定性を考慮した陽子の寿命は，$SU(5)$ 模型に対して，

$$\tau_p \simeq 1.3\times 10^{31\pm 1.3}\ (m_X/5\times 10^{14}\,\mathrm{GeV})^4 \qquad (35)$$

である[6][10]．ここで X_V 粒子の質量として，低エネルギーでの結合定数の変化から決められた値(19)をとった．この値に対する不定性も寿命値(35)に含まれている．

ここで核子崩壊の実験方法[13]について簡単に触れておきたい．実験は大別すると，核子崩壊後におこる原子核の異常を調べる原子核法と，直接崩壊粒子をさがす計測法に分かれる．原子核内で核子(陽子または中性子)が崩壊すると空孔が生じ，この空孔を含む残留核は何らかの励起状態におかれる．この励起状態は核分裂，核子の放出などによってより安定な核へ移る．このようにして残った新しい異質の原子核をさがすのが原子核法の特徴である．Bennett はこの方法を拡張し，深い鉱山から採った雲母を分析し，寿命に対する約 2×10^{27} 年以上の下限値を得た[14]．もし核子が崩壊し，パイ中間子を放出するなら，この粒子は雲母中で再び吸収され原子核を破砕させる．その結果生じる，短い(1〜2 μm)飛跡を調べたのである．このような原子核法の長所は，崩壊様式の詳細に関係せず核子の安定性を調べることができる点

表4 核子崩壊の実験.

協力機関	実験場所	深さ(kmwe)	測定重量(t)	核子源	測定法
アーバイン ミシガン BNL	モートン塩鉱	1.7	10^4	水	5″PM*
ハーバード パーデュ ウイスコンシン	シルバーキング鉱山	1.7	800	水	5″PM
ペンシルバニア BNL	ホームズテーク金鉱山	4.4	300	水	5″PM
東京 筑波 KEK	神岡鉱山	2.7	3400	水	20″PM
タタ 大阪 東京	コラールゴールドフィールズ	7.6	140	鉄	ガス比例計数管
CERN フラスカチ ミラノ，チューリン	モンブラントンネル	5.0	150	鉄	ストリーマー管
ミネソタ ANL オクスフォード	スーダン鉄鉱山	1.8	30	鉄 コンクリート	ガス比例計数管

* PM は光電子増倍管を意味する．

である．短所は解析に時間を要し，大量の物質を扱えないことである．

第二の方法，計測法，は核子崩壊により生成された荷電粒子とγ線を直接に検出器で計測する．現在までになされた最良のリミットは，REINESらの地下ニュートリノ実験の副産物として得られた下限値，約10^{30}年である[15]．これは，核子崩壊によって直接および間接に生じるミュー粒子をさがして得られた．現在進行中および計画中の大型実験はすべて計測法に基づいており，代表的なものを表4にまとめた．検出の原理は大別すると，水中で崩壊した核子から発生する2次粒子の水チェレンコフ光を利用する方式と，鉄やコンクリート中の核子崩壊によって生じる荷電粒子の飛跡を電気的信号により検出する方式に分かれる．ここ2〜3年の実験によって，10^{32}年以下の有限な寿命またはこれに迫るリミットが得られるものと期待できる．

ビッグバン宇宙

素粒子物理学はミクロの物理法則を探求する学問である．これに反して，宇宙論は宇宙の大局的構造，いわばマクロのさらにマクロ，その極限を探る物理学である．この二つの物理学，素粒子物理と宇宙論，が密接に関係しうる状況は現在の宇宙では星の終末期のような特別な環境にしかみられない．しかし，現代の宇宙論，ビッグバン理論によると，宇宙初期はたいへん熱かったはずで，素粒子のからむ素過程が重要だったと思われる．驚くべきことに，大統一理論は宇宙の最も基本的な事実，すなわち，熱い宇宙初期から物質だけがとり残されて反物質が消滅したこと，を説明する可能性を与えるのである．この問題は宇宙における物質・反物質不均衡，宇宙のバリオン非対称問題，などと呼ばれているが，私たち人類を含む物質そのものの存在を基礎づける深い問題でもある．この節では大統一理論との関連に立ち入る前提として，その背景を説明しておきたい．

ビッグバン理論に対する観測的支持は，ハッブルの膨張則，3K黒体輻射の観測，He重量比(約25%)の説明，などである[16]．3K光子の存在は，宇宙初期に温度が3000K以上で光子が電離プラズマと平衡にあったことを教える．ヘリウムの存在は，温度が10^9K(エネルギーで0.1MeV$=10^5$eV)以上で原子核が陽子と中性子に分解していた宇宙初期の存在を教える．このように宇宙初期には，現在の宇宙にみられるような階層構造——星，銀河，銀河集団——は存在せず，素粒子から成るほぼ一様で等方的な世界があったものと思われる．このように単純であった宇宙に進化と秩序をもたらした源泉は，宇宙が膨張を続けたことである．膨張の結果，かつては頻繁におこっていた過程も次第におこりにくくなり，やがては完全に無視できるほどゆっくりとおこるようになる．3K輻射とHe重量比は，かつて頻繁におこっていた，光子と荷電粒子の相互作用，および原子核反応の存在を明確に示したのである．

表5 膨張宇宙の進化.

時　間	エネルギー(k_BT)	事象(関与する物理)
10^{-44}秒	10^{19}GeV	(重力)
10^{-36}秒	10^{15}GeV	物質・反物質非対称(GUT)
10^{-10}秒	10^2GeV	弱・電磁相転移
10^{-4}秒	0.1GeV	ハドロンの形成(QCD)
10^2秒	0.1MeV	軽い原子核合成
10^6年	1eV	原子の形成
$\sim10^{10}$年	10^{-4}eV	銀河，星の分布

宇宙の初期状態を決める物理法則は，物質系の状態方程式と宇宙の幾何学的構造を支配する重力法則(ふつうアインシュタインの一般相対性理論をとる)である．一様かつ等方な宇宙模型では，独立なパラメターとして，宇宙のスケール因子$R(t)$，物質および輻射の圧力pと，質量(=エネルギー)密度ρをとる．相対論的(全エネルギー≫静止質量エネルギー)粒子が支配し，ほぼ理想気体のように振舞う場合には，時間に依存する温度$T(t)$を導入することができる．その時間的変化は(ボルツマン定数$k_B=1$ととる)

$$R(t)\propto T(t)^{-1}, \tag{36}$$

$$t\simeq(45/32\pi^3)^{1/2}/(\sqrt{GN}\ T^2) = 1.7\times10^{-6}\,\mathrm{sec}\ N^{-1/2}(1\,\mathrm{GeV}/T)^2 \tag{37}$$

で与えられる[16]．ここでNは相対論的粒子の種類数で，ボーズ粒子およびフェルミ粒子の1ヘリシティー状態につきそれぞれ1/2および7/16の重みをつける．Nは温度Tまたは時間とともにゆっくり変化し，ふつう$k_BT=10^{15}$GeVで80程度，1MeV付近で5程度である．表5に膨張宇宙における重要な出来事を示した．

初期宇宙におこる種々のミクロなプロセスは，このプロセスが強く，すなわち速く，おこれば平衡化が実現する．どの程度速くおこることが平衡化に必要かは，膨張の速さとのかね合いで決まる．膨張の時間スケールよりずっと速くおこるプロセスは，このプロセスに関する化学平衡を実現させる．宇宙の核子数に関連して，核子と反核子の消滅過程，

$$\mathrm{N}+\bar{\mathrm{N}}\longrightarrow \text{多くの}\ \pi\ \text{粒子}$$

がどこで効かなくなるかを考えてみよう．いま宇宙は等量の核子と反核子を含むものとして，その分布関数に温度Tのフェルミ分布(実際にはボルツマン分布で十分)をとる．一つの核子が単位時間に消滅する確率は

$$\langle\sigma v\rangle n_N \sim \langle\sigma v\rangle 2(m_N T/2\pi)^{3/2} \exp(-m_N/T) \quad (38)$$

である．消滅断面積 σ と $N\bar{N}$ の相対速度 v の積 $\langle\sigma v\rangle$ は $100\,m_\pi^{-2}$ ぐらいである．この消滅率は T の減少とともに小さくなり，膨張率 $\gamma_e=3/(2t)$ と次の温度 T_d で等しくなる：

$$\langle\sigma v\rangle\ n_N(T_d) \sim \gamma_e(T_d) \quad (39)$$

この式を解くと

$$T_d \sim 20\,\mathrm{MeV}, \qquad \left(\frac{n_N}{n_\gamma}\right)_{T_d} = \left(\frac{n_{\bar{N}}}{n_\gamma}\right)_{T_d} \sim 10^{-18} \quad (40)$$

が得られる．温度が T_d 以下の宇宙では，消滅は膨張よりゆっくりおこり実質的に無視できる．したがって温度が T_d のときに存在する核子数がそれ以後の宇宙の核子数を与える．このようにして計算できる相対的な核子数 n_N/n_γ は 10^{-18} であるが，これは観測値 10^{-10} と比べて非常に小さい．つまり，物質と反物質について対称的な宇宙模型では，残された物質(または反物質)の量があまりに小さく観測と矛盾する．この矛盾を解消するには，温度が T_d になる以前に物質と反物質の分離を行なうか，何らかの機構で物質と反物質の不均衡を説明せねばならない．

宇宙における物質・反物質不均衡

現在の宇宙に反物質が大量に存在する可能性はたいへん小さいといわれている[17]．私たちの銀河を含む局所的な宇宙については，観測的にも反物質の存在は否定される．大局的にみても，前節で論じたように，物質と反物質の分離がうまくいかないので，対称模型をつくるのは難しい．宇宙は物質と反物質について非対称的になっているようだが，これはビッグバンの始まりから未来永劫に不変なのだろうか？　核子数(＝バリオン数)と光子数の比[17]，

$$\frac{n_N}{n_\gamma} \sim 10^{-10} \quad (41)$$

は宇宙の物質量を測るパラメターであるが，同時に物質と反物質の非対称度も記述する．核子と反核子の対生成が可能な高温状態($T \gtrsim 10^{13}$ K)では，核子と反核子および光子(その他にニュートリノ，電子など)はすべて平衡にあり，ほぼ同数存在した．しかし，物質のほぼ完全な消滅をさけるためにわずかの不均衡が必要である．つまり，

$$\left(\frac{B-\bar{B}}{B+\bar{B}}\right)_{\text{消滅前}} \sim \left(\frac{B-\bar{B}}{\gamma}\right)_{\text{消滅前}} \sim \left(\frac{n_N}{n_\gamma}\right)_{\text{消滅後}} \sim 10^{-10} \quad (42)$$

このわずかな非対称度の結果，現在の物質支配の宇宙が生じたのである！

もしバリオン数が保存するなら，宇宙のバリオン非対称度(41)はビッグバンの始めに与えられた，たぶん説明不可能な，不思議な数である．しかし大統一理論が正しくてバリオン数が保存されなければ，有限な非対称性を発生させ，非対称度を素粒子論のパラメターを使って説明できる可能性がある[18]．もしこの試みが成功すれば，私たちの存在そのものが大統一理論を支える一つの基盤ということもできよう．

大統一理論におけるバリオン数非保存の度合いは，核子崩壊の節でみたように，非常に小さいようにみえる．しかし，これはX粒子の質量が 10^{15} GeV と非常に重く，現在の冷えた宇宙ではこのエネルギーを克服するのが困難なためである．ビッグバン理論に従って，熱い宇宙初期を遡ればこのエネルギー問題を克服できる．バリオン数非保存の確率は温度がほぼ 10^{28} K(エネルギー 10^{15} GeV に相当する)のところで最大に達する．バリオン数発生の鍵は，このように極端な宇宙初期，開闢後 10^{-36} 秒(式(37)参照)にある．このような宇宙初期に既知の物理法則を使えるかどうかという疑問も生じるが，大統一理論が正しければ大きな問題はないはずである．

バリオンと反バリオンについて対称的，つまり全バリオン数ゼロの状態から出発して有限なバリオン数，すなわち非対称性を発生させるには，次の条件が必要である：

（1）　バリオン数非保存，

（2）　粒子・反粒子対称性(C および CP)の破れ，

（3）　バリオン数平衡からのずれ．

第二の条件はバリオン数が粒子・反粒子変換に対して符号を変えるために必要となる．最初の2条件はミクロな過程で非対称性が発生するために必要であるが，第三の条件はこれがマクロにも発展するために必要となる．平衡系および平衡からのずれが小さいときには，バリオン数を発生する過程とその逆過程がともに強くおこり，マクロにみるとつり合う．

これらの3条件を満足させる一つの候補はX粒子の崩壊である[19]．ただし第三条件を満たすために，逆崩壊が遅い必要がある．崩壊様式は，すでにみたように，

$$\begin{aligned} &X \longrightarrow ql \quad \text{および} \quad \bar{q}\bar{q}, \\ &\bar{X} \longrightarrow \bar{q}\bar{l} \quad \text{および} \quad qq \end{aligned} \quad (43)$$

である．ここに q はクォーク，l はレプトンを一般的に表わし，粒子記号の上のバーはその反粒子を意味する．X と $\bar{X}$ が独立に崩壊するとき発生するバリオン数 ϵ は，個々の崩壊様式の発生バリオン数を加えるとよいので，

$$\varepsilon = \frac{\frac{1}{3}\gamma_1 - \frac{2}{3}\gamma_q}{\gamma_1+\gamma_q} + \frac{-\frac{1}{3}\bar{\gamma}_1 + \frac{2}{3}\bar{\gamma}_q}{\bar{\gamma}_1+\bar{\gamma}_q} = \frac{\bar{\gamma}_q - \gamma_q}{\gamma_1+\gamma_q} \quad (44)$$

ここで場の理論の一般的結果である，粒子と反粒子の全崩壊率が等しいこと，$\gamma_1+\gamma_q=\bar{\gamma}_1+\bar{\gamma}_q$，を使った．式(44)の分子に現われる量は，粒子と反粒子の部分崩壊率の差であり，これは粒子・反粒子対称性が破れていると一般にゼロと異なる．X 粒子の崩壊様式のなかにバリオン数の異なるチャネルが存在することが，発生バリオン数 ε をゼロでなくする必須条件である．

さて逆崩壊を阻止する条件は次のとおりである．X 粒子の崩壊は，崩壊寿命と宇宙年齢が一致するときからおこる．この温度 T_D は次の式で与えられる：

$$\alpha_X m_X \sim \gamma_e\ (T_D) \quad (45)$$

左辺が崩壊率である．この温度がXの質量 m_X より大きいと，逆崩壊，

$$ql, \bar{q}\bar{q} \longrightarrow X; \quad \bar{q}\bar{l}, qq \longrightarrow \bar{X} \quad (46)$$

も頻繁におこり，バリオン数平衡が成立する．逆に，T_D が m_X より小さい場合は，逆崩壊はボルツマン因子 $\exp(-m_X/T_D)$ によってエネルギー的に阻止される．したがって，平衡からのずれは，条件

$$T_D < m_X \quad (47)$$

によって与えられる．(45)と(47)より，

$$m_X > O(\alpha_X m_*)$$
$$m_* = G^{-1/2} \simeq 1.2\times10^{19}\ \mathrm{GeV} \quad (48)$$

が得られる．この下限値はあくまでオーダーの評価とみるべきで，より正確な条件は逆崩壊率を計算して求められる．この結果得られる結論として次のことが導かれる：ゲージ粒子 X_V の質量に低エネルギー結合定数から計算された 5×10^{14} GeV をとると，非平衡性の条件を満足させることが難しい[18]．しかし，X 粒子としてヒッグス粒子(34)を使えば，この困難は解消する．

ヒッグス粒子をバリオン非対称性発生に使う他の利点は非対称度 ε を大きくしやすいことである．さらに，ゲージ粒子と組み合わせて次のような巧妙なシナリオが考えられる[20]．今までの議論ではバリオン数ゼロの初期状態から出発して有限な非対称性を発生させることを考えてきた．しかし，このような初期条件を課さなくても，X 粒子(ヒッグス粒子)の崩壊に先立ってバリオン数平衡が成立すれば，初めに与えられた任意の初期値を消去できる．ゲージ粒子 X_V は崩壊と逆崩壊がつり合う条件にあるので，このバリオン数消去に理想的である．実際，詳しい数値計算によって $SU(5)$ 模型のゲージ粒子 X_V は非常に効率よくバリオン数を消去できることが確かめられた[20]．このように最初にゲージ粒子 X_V の崩壊と逆崩壊により任意の初期バリオン数を消去させ，続いてヒッグス粒子 X_S の一方的な崩壊によりバリオン数を発生させるシナリオはたいへん魅力ある可能性である．

最終的に得られるバリオン非対称度 ε の大きさ，さらにバリオン数比 n_N/n_γ は理論の詳細が関係する．詳しいことは文献[18]を参照していただきたい．一般的なことでここで特に言及したいことは，非対称度 ε は必ず摂動論の高次効果として現われ，したがって一般に小さくなる($n_N/n_\gamma \lesssim 10^{-4}$)ことである．これは非対称度 ε が CP の破れを意味する複素量に依存し，摂動の1次のボルン項では X 粒子の寄与と $\bar{X}$ 粒子の寄与が打ち消し合うためである．高次効果として有効なのは一種の終状態相互作用である．この効果による位相のずれは X と $\bar{X}$ に共通するが，CP の破れによる位相因子は X と $\bar{X}$ で符号が逆転する．したがって，ボルン項と1ループ項の干渉項は(ループに現われる中間状態への遷移が実過程としておこりうるかぎり)有限な ε を与える．すでにのべたように，大統一理論はその詳細な構造を現時点で決めることが困難なので，核子数比 n_N/n_γ を一義的に導出することはできない．しかし，観測値と合う n_N/n_γ を与える模型は存在する．むしろバリオン非対称度は大統一理論の模型を選択する，有益な情報を提供しているとみることができる．

このように大統一理論に基づく物質・反物質不均衡の理論は，現在の宇宙における物質の存在は，物質そのものが不安定であるがゆえに可能である，ことを主張する．もし宇宙の膨張が永遠に続くものならば，核子よりなる物質はやがては崩壊する，一時的な存在なのである．

ニュートリノの質量

ベータ崩壊や中間子の崩壊のとき発生するニュートリノ(ν)は，電気的に中性で弱い相互作用を通じてのみ検出できる，捕え難い粒子である．実際，その検出には PAULI の予言以来 22 年を要した．現在3種類のニュートリノ，ν_e，ν_μ，ν_τ，の存在が知られており，実験室で得られたこれらのニュートリノ質量に対する上限値は次のとおりである：

$$m(\nu_e) < 35\ \mathrm{eV}/c^2, \quad m(\nu_\mu) < 0.57\ \mathrm{MeV}/c^2,$$
$$m(\nu_\tau) < 250\ \mathrm{MeV}/c^2 \quad (49)$$

もしこれらのニュートリノが安定(またはその寿命が宇宙年齢程度以上に長い)なら，宇宙論から約 100 eV の上限値がつく[21]．その理由は，ニュートリノといえども宇宙初期には物質と平衡にあったため，ほぼ 3 K 光子に匹敵する個数のニュートリノが現在の宇宙に残っているからである．核子数に比べてその数が 10^{10} 倍あるために，100 eV のニュートリノ質量エネルギーは宇宙

のエネルギーに換算すると，核子によるエネルギーの 10^3 倍を意味し，宇宙の膨張則が大幅に変更させられる．

ニュートリノ質量に対する関心はこの 2, 3 年来，急速に高まってきた．有限な質量を示唆する 1, 2 の予備的な実験結果(22)(23)もその理由の一つであるが，理論的観点からの議論も見逃せない．宇宙論に関連する議論として“隠れた質量”の問題がある．銀河集団や銀河内に，核反応で光る部分以外に，その数倍から数百倍に及ぶ光らない部分があることが，力学的な構造から明らかにされてきた(24)．光らない，つまり隠れた部分の最も簡単な候補として有限質量のニュートリノが脚光を浴びている(25)．隠れた部分を説明するのに必要なニュートリノ質量は数 eV（銀河集団）から数十 eV（銀河）の範囲である．

この解説の主題である大統一理論はニュートリノ質量に対する興味ある結果を導く(26)．$SO(10)$ 模型の例にみられるように，多くの大統一理論は中性レプトンとして通常の 2 成分ニュートリノ ν_L 以外に，別の 2 成分粒子 N_R を含む．これら二つの中性レプトンは弱・電磁ゲージ群 $SU(2)\times U(1)$ に関する変換性が全く異なるので，その質量発生の機構が異なっている可能性が強い．特に，これらの粒子は電気的に中性なのでマヨラナ的な質量をもつことができ，質量項として

$$m\bar{\nu}_L N_R+\frac{M}{2}N_R C N_R+(\mathrm{h.c.}) \qquad (50)$$

なる形をとれる．C は荷電共役の 4×4 行列である．ここで m は $(\nu_L N_R)$ を 4 成分ディラック粒子とみたときの質量を表わす．M が N_R のマヨラナ質量である．ディラック質量とマヨナラ質量が共存する 4 成分系は，変換により二つのマヨナラ質量（一般に異なる）の 2 成分系に等価であることが示せる．今の例(50)もこの場合に相当するが，ここでは特に M が m より圧倒的に大きい場合，$M\gg m$，を議論したい．その理由は，m は $SU(2)\times U(1)$ が破れる結果として生じるが，M は $SU(2)\times U(1)$ の破れとは独立に，例えば，大統一群の破れのスケール m_X（X 粒子の質量）を反映すると仮定しているからである．この場合には m/M を微小量として $(\psi^c=C\bar{\psi}^T)$

$$\nu_L' \simeq \nu_L-\frac{m}{M}(N_R)^c \qquad (51)$$

$$N_R' \simeq N_R+\frac{m}{M}(\nu_L)^c \qquad (52)$$

の二つがマヨラナ的質量の固有状態で，それぞれ m^2/M と M 程度の質量をもつ．一つの数値例として

$$(m=1\,\mathrm{GeV})^2/(M=10^9\,\mathrm{GeV}) = 1\,\mathrm{eV} \qquad (53)$$

この考えでは，ニュートリノ質量が小さいのはそれと混合するマヨラナ粒子 N_R が非常に重いからである(27)．

eV 程度のニュートリノ質量を導くには，N_R のマヨラナ質量として典型的な大統一スケール，10^{15} GeV は大きすぎるようである．$SO(10)$ 模型の枠内でこのスケールを下げる二つの可能性に言及しておきたい．一つは $SU(4)\times SU(2)\times SU(2)'$（式(31)参照）を経過してゲージ対称性を破るスキームである．この場合は左右対称性が $SU(2)\times SU(2)'$ によって維持されるので，左右対称性の破れに比例する ν_L と N_R の質量差 M は，$SU(2)\times SU(2)'$ が破れるまで生じない．第二の可能性として $SO(10)$ はまず左右非対称な $SU(5)$ に破れるが，N_R のマヨラナ質量は高次の摂動効果によってのみ生じるように工夫する．実際，摂動の 2 ループで M が生じる，巧妙で興味深い考えが提案されている(26)．

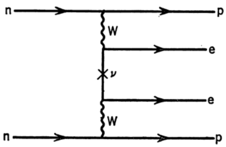


図 4　タブル β 崩壊．

重いマヨラナ粒子 N_R（正確には N_R'）は，通常のニュートリノと異なり観測不可能であるが，その質量を推測する手段がある．前節で議論した，バリオン数発生のプロセスである X_s（ヒッグス粒子）の崩壊に N_R は中間状態として寄与する．実は，バリオン非対称度 ε は左右対称性の破れを反映するスケール M に比例する．バリオン数比 n_N/n_γ から求めた M の大きさは，X_s 粒子の質量の 10^{-2} 倍ぐらいである．これから簡単な模型を使って重いニュートリノ（多分 ν_τ）の質量を求めると，10^{-2} eV から 100 eV の範囲に入る(28)．ニュートリノ質量とバリオン非対称度に関係がつくのはもともと左右対称な模型の特徴である．

ここで議論した混合機構によるニュートリノ質量の導出は，ニュートリノがマヨラナ粒子であることを示唆する．マヨラナ粒子をディラック粒子から区別する手段は，全レプトン数の破れを調べることである．そのために最も有効な実験はニュートリノを伴わない，ダブル β 崩壊，

$$^{A}\mathrm{Z} \longrightarrow {}^{A}(\mathrm{Z}+2)+\mathrm{e}+\mathrm{e} \qquad (54)$$

である．これに対応する素過程を図 4 に示した．弱い相互作用のカレントとして通常の V−A 型をとると，このプロセスの振幅はニュートリノのマヨラナ質量に比例する．現在までになされた実験の理論的解析は，マヨラナ・ニュートリノの存在に対する明確な結論を出すに至っていない(29)．直接に二つの電子を測定するカウンター実験が望まれる．

ニュートリノが有限質量をもつとき生じる別の効果はニュートリノ振動である[30]．これはいくつかの(それぞれ e, μ, τ などを含む)世代に属するニュートリノ ν_L が，質量の固有状態 ν_L' の重ね合せになるときおこる．このような重ね合せはクォークに対してすでに観測されており，ニュートリノがいったん質量をもてば似たような重ね合せが当然期待される．実験的にはこのニュートリノ振動は今後確認さるべき課題である．大統一理論の模型はこの振動パターンに対していくつかの結果を与える[26]．

今後の問題

この解説では大統一理論の基本的なアイディアとその主な物理的帰結を技術的側面に立ち入ることなく簡単に説明したつもりである．この理論はあくまで力の統一理論なので，物質場も含む統一理論としてみたとき明らかに不完全である．このような留保をつけたうえで，なお基本的な問題として残るのは，この理論に大きなスケール($m_X \sim 10^{15}$ GeV)と小さなスケール($m_W \sim 10^2$ GeV)が共存するのをどう理解するかということである．これは何らかの対称性(例えば超対称性)によるのか，別な力学的理由(例えば technicolor)によるのか，いくつかの考え方が提案されているが，今後に解明を待つべき課題である．これに関連するのは弱・電磁統一スケール 10^2 GeV をこえて大統一スケールまで，本質的に新しい物理を含まない砂漠地帯が拡がっているのかという問題である．理論物理に終りはみえた，とまじめに考える人もいる[31]．しかし，ゲージ理論の予言する W 粒子や Z 粒子，核子崩壊などを実験的に確認するまでは，このような設問はまだ時機尚早である．

大統一理論は宇宙論の基本的問題とも密接に関係していることがはっきりしてきた．バリオン非対称度あるいは宇宙の物質量 n_N/n_γ は大統一理論によって定量的なレベルまで解明されつつある．さらに宇宙の地平線問題――因果的に独立な宇宙領域がどうして一様なのかということ――を1次の相転移として理解しようとする試みもある[32]．銀河形成に導く密度のゆらぎとその成長は，ニュートリノの有限質量とバリオン数密度のゆらぎが関連する．この面でも大統一理論は宇宙論に貢献できるかもしれない．ミクロの物理とマクロの構造が宇宙初期を通じて関連し総合されるのはたいへん興味深い．このように統一理論が提起する問題は広くかつ深い．ゲージ理論に基づく素粒子物理学は今後ますます基礎科学の根本的問題を解明していくであろう．　(完)

文　献

(12) S. Weinberg: Phys. Rev. Lett., 43, 1566 (1979); F. Wilczek & A. Zee: Phys. Rev. Lett., 43, 1571 (1979)
(13) M. Goldhaber et al.: Science, 210, 851 (1980)
(14) C. L. Bennett: in 'The Second Workshop on Grand Unification', J. P. Leveille et al. eds., Birkhäuser (1981) p. 120
(15) F. Reines & M. F. Crouch: Phys. Rev. Lett., 32, 493 (1974); J. Learned et al.: Phys. Rev. Lett., 43, 907 (1979)
(16) 優れた宇宙論の解説として次のものを参照. S. Weinberg: Principles and Applications of the General Theory of Relativity, Wiley (1972) pp. 469～610
(17) G. Steigman: Ann. Rev. Astron. Astrophys., 14, 339 (1976)
(18) 宇宙のバリオン非対称性に関する総合報告として次のものを参照. M. Yoshimura: in 'Proceedings of the Fourth Kyoto Summer Institute on Grand Unified Theories and Related Topics', M. Konuma & T. Maskawa eds., World Science Publishing (1981) pp. 235～288; 吉村太彦: 素粒子論研究, 64, A44 (1981)
(19) D. Toussaint et al.: Phys. Rev., D19, 1036 (1979); S. Weinberg: Phys. Rev. Lett., 42, 850 (1979); M. Yoshimura: Phys. Lett., 88B, 294 (1979)
(20) J. N. Fry et al.: Phys. Rev. Lett., 45, 2074 (1980) およびその文献
(21) R. Cowsik & J. McClelland: Phys. Rev. Lett., 29, 669 (1972)
(22) V. A. Lyubimov et al.: Phys. Lett., 94B, 266 (1980)
(23) F. Reines et al.: Phys. Rev. Lett., 45, 1307 (1980)
(24) S. M. Faber & J. S. Gallagher: Ann. Rev. Astron. & Astrophy., 17, 135 (1979)
(25) 例えば，D. N. Schramm & G. Steigman: Astrophys. J., 243, 1 (1981); 佐藤文隆・高原文郎: 素粒子論研究, 62, 38(1980)
(26) 総合報告として，吉村太彦: 素粒子論研究, 62, 27 (1980)
(27) M. Gell-Mann et al.: in 'Supergravity', D. Z. Freedman & P. van Nieuwenhuizen eds., North Holland (1979) pp. 315～321; T. Yanagida: in 'Proceedings of Workshop on the Unified Theory and the Bary on Number in the Universe', O. Sawada & A. Sugamoto eds., KEK (1979) pp. 95～98
(28) M. Fukugita et al.: Phys. Lett., 106B, 183 (1981)
(29) M. Doi et al.: Phys. Lett., 103B, 219 (1981); W. C. Haxton et al.: Phys. Rev. Lett., 47, 153 (1981)
(30) 総合報告として，S. M. Bilenky & B. Pontecorvo: Phys. Rept., 41C, 225 (1978); 中川昌美: 科学, 51, 142 (1981)
(31) S. Hawking: 科学, 51, 280 (1981)
(32) 佐藤勝彦: 素粒子論研究, 64, A2 (1981)

9 陽子の寿命

荒船次郎*

陽子は不安定であり，寿命は理論的に 10^{30}～10^{34} 年と予想されている．この予想は素粒子の模型としての，いくつかの“大統一理論”によって導かれている．この予想が実験的に検証されるなら大変に有意義だが，日本にも世界にも，いくつかのグループによる試みがあって，ここ数年間の努力に期待がかけられている．その背景を説明したい．

陽子は安定な粒子であると長いあいだ信じられてきた．高等学校でもそう教わったし，正直なところ誰もがそう思っていたに違いない．陽子が安定だと思い込んだのは物質が安定に存在すること，いい換えると“バリオン数の保存則”を日常的に経験して知っていたからである．ところが最近の素粒子物理学とくにゲージ理論の進歩によって，この保存則は僅かに破れていて陽子は長い寿命(10^{30}～10^{34} 年)で崩壊する方がむしろ自然であると思われるようになった．これは1トン～1万トンの物質の中で1年間にわずかに1個の陽子が崩壊するという，稀だが面白い現象である．以下にその物理的な背景を解説し，これを確かめる実験の現状にも少し触れよう．

ゲージ理論

過去15年間を振り返ってみると素粒子物理学の最大の成果は“クォーク模型”の確立と“ゲージ理論”の進歩にあるといっても過言ではない．クォークはレプトンと共に物質の構成要素をなす．一方ゲージ理論は構成要素のあいだの基本的な力を与え，重力と電磁気力のみならず弱い相互作用もすべてゲージ理論で記述される．このうち電磁気力と弱い相互作用は GLASHOW, WEINBERG, SALAM その他の人々によって統一され，統一理論は WEINBERG-SALAM 模型または electro-weak interaction とも呼ばれる[1]．今それを“弱・電磁相互作用”と直訳しよう．このゲージ理論のもとになっている変換群は，$SU(2)\times U(1)$ と呼ばれるもので[2]，ニュートリノ反応や電子散乱の“中性カレント”の研究により実験的に確かめられた．

弱・電磁相互作用を媒介するのは光子，$W^{\pm}$, Z^0 の4種のゲージ粒子である．以上の力のほかに唯一つ残された力，強い相互作用もまたゲージ理論で与えられるらしいことが近年わかりつつあり，“量子色力学”[3]と呼ばれる．そのもとになっている変換群は $SU(3)$ である[4]．これを媒介するのは，グルーオンと呼ばれる8種類のゲージ粒子である．極めて近距離では力が弱くなるという“漸近的自由性”の性質が特徴で，これを利用して実験と理論を比べることによって検証が進んでいる．つまり強い相互作用はクォークとクォークのあいだにグルーオンが力を媒介する量子色力学で記述されるということが確立されつつある．さて，この“量子色力学”と前述の“弱・電磁相互作用”とはあまりにもよく似ているので，両者はさらに大きな一つのゲージ理論の中に統一されてしまうだろう．このような両者を統一した理論は“大統一理論”(grand unified theory)と呼ばれ，後から説明するような PATI-SALAM 模型，$SU(5)$ 模型，$SO(10)$ 模型などがあり最近はいわゆる“世代”(generation)をも説明しようとするためさらに大きな模型も提唱されている(図1)．

陽子の崩壊

さてこの“大統一理論”の実に大きな特徴はバリオン数が保存せず，したがって陽子が崩壊することを自然に予言してしまうことである．大統一理論ではクォークとレプトンは統一され同じ仲間の異なる状態とみなされ，新たなゲージ粒子がクォークをレプトンに変換する(これは弱・電磁相互作用ではニュートリノと電子が同じ仲間の異なる状態とみなされてゲージ粒子Wがニュートリノを電子に変換したのと同様である)．それが原因になって陽子が崩壊する(このほかの特徴として磁気的単極子 magnetic monopole の存在を予言するのも大統一理論の特徴であるがここではそのことには立ち入らないことにする[5])．

さて保存則のなかでも“エネルギー”や“電荷”の保存則は特別で，“重力”や“クーロン力”など保存量に比例した“遠距離力”を伴っている．このような保存則はゲージ理論に裏付けられているといい“神聖な”ものであると考えられている．一方バリオン数に比例した遠距離力は存在しないので，その保存則はゲージ理論に裏付けられていない．したがって神聖ではなくバリオン数の保存則は破れている方がむしろ自然なのである[6]．

この予言は極く稀な陽子崩壊を予言するだけでなく，われわれの住む宇宙の発達にも関係している．われわれ

* Jiro ARAFUNE 東京大学宇宙線研究所

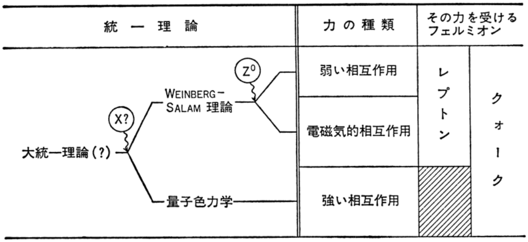


図 1 素粒子の大統一理論．二つの相異なる力を統一しようとすると，もう一つ新しい力を導入する必要を生じる．新しく導入したものを○からの波形の矢印で示す．Z^0 は“中性カレント”の相互作用である．X？は“バリオン数非保存の力”である．

の銀河系は物質で作られ，反物質は極めて少ないことが知られている（銀河系を平均 10^7 年も回り道して遠くから飛来する宇宙線の中に反陽子は陽子の 5×10^{-4} しか含まれていない）．おそらく宇宙全体についても物質が反物質より過剰であるだろう．物質と反物質には物理法則は同じように働くのにこれは何故か，という重要な問題にバリオン数の非保存が応用される可能性がある(7)．

バリオン数の非保存を陽子の崩壊によって実験的に確かめることは，このように“大統一理論”の存在を確かめ，ひいては宇宙創生の機構にまで関連する重要なことである（またバリオン数の非保存は中性子振動として現われる場合もある(8)．ここでは略す）．

現在，実験的には陽子の寿命は 10^{30} 年以上という下限が得られている．一方，理論的にはこれをあと 100 倍改良すれば陽子の崩壊が直接観測されるはずであるという *SU*(5) 模型があり，理論と実験が接し始めている．以下に大統一理論のうち *SU*(5) 模型について陽子崩壊を詳しく説明し，*SO*(10) 模型，PATI–SALAM 模型については異なる特徴だけを記すことにする．

表 1 *SU*(5) 模型*．

$$\underline{5}^* = \Psi^{*a} = (\ \bar{d}^1,\ \bar{d}^2,\ \bar{d}^3,\ e^-,\ \nu_e\ )_L$$

$$\underline{10} = \Psi_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^3 & -\bar{u}^2 & u_1 & d_1 \\ & 0 & \bar{u}^1 & u_2 & d_2 \\ & & 0 & u_3 & d_3 \\ & & & 0^- & e^+ \\ & & & & 0 \end{pmatrix}_L$$

* レプトンとクォークはこのように分類される（ヘリシティ＝−1 の場合）．下の 5×5 の行列は反対称なので左下を省略した．

表 2 *SU*(5) のゲージ粒子*．

	1	2	3	4	5
1	グルーオン 8 種			X_1	Y_1
2				X_2	Y_2
3				X_3	Y_3
4	$\bar{X}^1$	$\bar{X}^2$	$\bar{X}^3$	光子＋Z^0	W^+
5	$\bar{Y}^1$	$\bar{Y}^2$	$\bar{Y}^3$	W^-	Z^0

$\underline{24} = G^a{}_b =$ (上の行列)

* X_i は電荷 −4/3，Y_i は電荷 −1/3．X_i, Y_i が *SU*(5) に統一したために新しく生じたゲージボゾンでバリオン数を変える．

統一模型の例

（I） *SU*(5) 最も単純な場合(9)の陽子の崩壊

（1） **粒子の分類**．この模型の特徴は強い相互作用と弱・電磁相互作用を含む最小の模型だということである．したがって理論的予言におけるあいまいさが最も少ないといえる．そこで，陽子崩壊の典型的模型としてこの場合をえらび何故陽子が 10^{30}〜10^{33} 年の寿命で崩壊するのかを少し詳しく説明しよう．

（2） **特徴**．この模型ではクォーク u_i, d_i ($i=1,2,3$ はクォークの色の自由度）とレプトン e, ν_e とをまとめて (u_i, d_i, e, ν_e) とし，これを“世代”と呼ぶ．このほかに (c_i, s_i, μ, ν_μ) や (t_i, b_i, τ, ν_τ) のような別の世代がある．一つの世代にはヘリシティーを決めると粒子，反粒子，色の自由度を合計して (u_i, $\bar{u}_i$, d_i, $\bar{d}_i$, e^-, e^+, ν_e) の 15 種類の粒子が含まれている．この一つの世代は **5*** と **10** に分割されてそれぞれが *SU*(5) という変換の(10)既約表現を作っている（表 1）．**5*** と **10** と 2 種類を導入することが，現実の粒子を表現するためばかりでなく，くりこみ可能性を保証するためにも必要である．さて，ゲージ粒子は 24 種類あって（表 2）

$$24 = 8+3+1+12$$

となっている．はじめの 8 種は量子色力学のゲージ粒子グルーオンで，次の 3+1=4 は，弱・電磁相互作用のゲージ粒子 (γ, $W^\pm$, Z^0) である．おわりの 12 はバリオン数の保存を破りクォークをレプトンに変える重い粒子で，X_i と Y_i ($i=1,2,3$ は色の自由度）および反粒子 $\bar{X}_i$, $\bar{Y}_i$ である．この 24 種のゲージ粒子は元来は質量がないが，24 次元の HIGGS 粒子による“対称性の自発的破れ”によって強い相互作用と弱・電磁相互作用の対称性は保存したまま X_i と Y_i だけが大変重い質量 $m_X \sim 10^{15}\ \mathrm{GeV}/c^2$ をもつことになる．

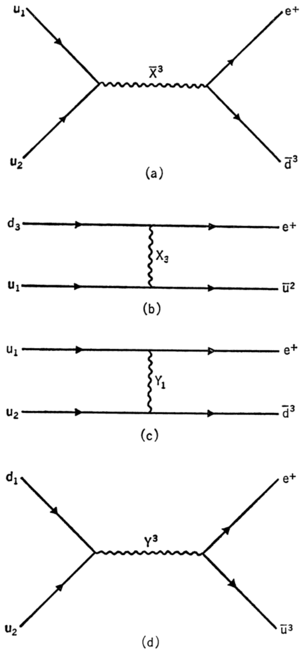


図 2　クォーク u_i, d_i がゲージ粒子を通してレプトン e^+ になる例.

(3)　崩壊モード. X_i は例えば次のような反応(図 2)

$$u_1+u_2\to(\bar{X}_3)\to e^++\bar{d}_3$$

の仲立ちをして陽子に次のような(陽子は u_1, u_2, d_3 などからできているので)崩壊反応

$$p\to e^++(\bar{d}_3d_3)\quad(\bar{d}_3d_3\longrightarrow\pi^0)$$

すなわち, $p\to e^+\pi^0$ をおこさせる.

(4)　陽子の寿命. 陽子の寿命 τ_p は陽子の質量 m_p, ゲージ粒子の質量 m_X, 結合定数 α_∞ を用いて,

$$\tau_p=\frac{m_X{}^4}{\alpha_\infty{}^2m_p{}^5}\times(\text{定数})\quad(\alpha_\infty\fallingdotseq0.022)\qquad(1)$$

で与えられる. これは μ 粒子の寿命がよく知られているように μ 粒子の質量 m_μ, W ボゾンの質量 m_W を用いて

$$\tau_\mu=\frac{384\pi m_W{}^4}{\alpha_W{}^2\cdot m_\mu{}^5}\cdot\frac{\hbar}{c^2}\quad(\alpha_W\fallingdotseq0.033)\qquad(2)$$

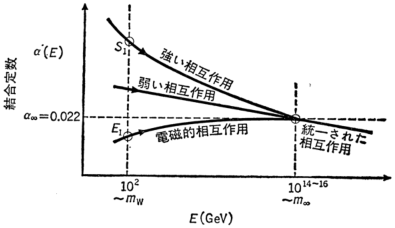


図 3　結合定数のエネルギー依存性.　エネルギー m_∞ より上では共通になる. 強い相互作用と弱い相互作用の結合定数の $E=m_W$ における値 S_1 と E_1 を与えると二つのグラフの交点として m_∞ と α_∞ が求まる.

となることに対応している. JARLSKOG らの評価[11]では上式の定数は約 13 である. 式(2)にくらべて式(1)の定数が小さいのは, 種々の過程(図 2a～2c)があり, 色の自由度もあること, さらに短距離に対する強い相互作用の補正因子 ～1/5 などが原因である. τ_p の評価で一番問題なのは m_X の評価である.

(5)　X_i 粒子の質量. この統一模型では四つの特徴ある力(em)電磁的相互作用, (W)弱い相互作用, (S)強い相互作用, (X)バリオン数非保存相互作用があるが, それらは対称性のよい領域, すなわち, 短距離または高エネルギー領域では同じ強さの結合定数 $\alpha(E)$ をもつ(E はエネルギー). かしし, 低いエネルギーでは対称性の自発的破れの影響で別々の結合定数 $\alpha_i(E)$ をもつ.

$\alpha_i(E)$ はくりこみ群の方程式を用いるとおよそ次のような形をしている.

$$\alpha_i(E)=\alpha_\infty\Big/\left\{1+\frac{\alpha_\infty}{4\pi}\cdot b_i\cdot\ln(E^2/m_\infty{}^2)+0\alpha_\infty{}^2\right\}\qquad(3)$$

ここで m_∞, α_∞ は定数でそれぞれ対称性が回復するエネルギー, そのエネルギーにおける統一結合定数を表わす. b_i は

$$b_i=\frac{11}{3}N-\frac{4}{3}n_g$$

で与えられる. ただし, N は $U(1)$ に対しては 0, $SU(m)$ に対しては $N=m$ になる整数である. n_g は“世代の数”で相互作用の種類 i によらず一定である. ここでは,

$$n_g=3$$

にとろう. 高エネルギー $E\gg m_\infty$ では $SU(5)$ の対称性がよく

$$N=5,\qquad\therefore\quad b_i=43/3\ (i\text{ によらず})$$

である.

また $E<m_\infty$ では対称性がこわれて

$$b_i = \begin{cases} -\frac{10}{3} & i=\text{em: 電磁的相互作用} \\ \frac{10}{3} & i=\text{W: 弱い相互作用} \\ 7 & i=\text{S: 強い相互作用} \end{cases}$$

となる．そのため図3のようなエネルギー依存性が得られる．低いエネルギー $2M_W$（ただし $M_W \sim 80$ GeV）で α_{em} と α_S を与えて式(3)と比較すると，

$$\alpha_\infty \approx 0.0235$$
$$m_\infty = 2M_W \exp\{(\pi/11)\alpha_{em}^{-1} - (8\pi/33)\alpha_S^{-1}\}$$
$$\approx 8\times10^{16}\ \text{GeV} \quad (4)$$

が求まる．ここで，

$$m_\infty \approx m_X \quad (5)$$

とおくと，

$$m_X \approx 8\times10^{16}\ \text{GeV} \quad (6)$$

と求まることになる．$\alpha_S^{-1}(2M_W)$ を少し変えるだけで m_∞ は大いに異なることが(4)式からもわかるだろう．

さて，ここまでが"第一近似"である．GOLDMAN と ROSS[12] がさらに近似を高めたが，それは次のような点である．

(0)フェルミオンのしきい値の効果，(1) $\alpha_{em}(2M_W) > \alpha_{em}(0) = 1/137$ の効果：$\alpha_{em}(2M_W) = 128.8$，(2) m_W のしきい値の効果，(3) m_X のしきい値の効果：$m_X < m_\infty$ である，(4)摂動の高次の効果：式(3)は単純すぎる，(5) HIGGS スカラー粒子の効果：色をもった HIGGS 粒子は十分重いとすると，$\alpha_S(E)$ は影響を受けず，$\alpha_W(E)$ の傾斜はゆるくなる．偶然にも以上の(1)～(5)の効果がどれも m_X の評価を小さくする方向に働く．それぞれ i からくる効果を f_i 倍とすると $f_1 = 1/6$，$f_2 = 1/3.3$，$f_3 = 1/1.95$，$f_4 = 1/4.3$，$f_5 = 1/1.65$ というのが彼らの結論である．全部で，

$$f = 1/270$$

の効果があり，彼らは

$$m_X \sim 4.4\times10^{14}\ \text{GeV}$$
$$\tau_p \sim 1.6\times10^{30}\ \text{年}$$
$$\tau_n \sim 2.6\times10^{30}\ \text{年}$$

を得た．これはしかし $10^{\pm2}$ 程度の理論上の誤差を含むかもしれない．しかし，10^4 も誤ることは考えにくいことである．$SU(5)$ の模型はこのほかに

$$\sin^2\theta_W \equiv \alpha_{em}/\alpha_W \sim 0.20$$
$$m_b \sim 5\ \text{GeV}$$

の予言をし，実験と大きな矛盾はない．典型的崩壊モードは[11]

$$p \to e^+\pi^0, \quad n \to e^+\pi^-$$

などである．

(II) $SO(10)$ 模型

この模型は $SU(5)$ の模型をいくつかの点で改良したものである[13]．まず $SU(5)$ ではクォークとレプトンを表現するのに二つの既約表現 5^* と 10 を用いたのは不自然であったが，$SO(10)$ では16次元のスピノル表現一つですむ．もう一つの特徴は MAJORANA ニュートリノが現われる．これは重く，これを通して通常のニュートリノ ν_e や ν_μ は質量をもち，"ニュートリノ振動"をおこすだろう．左右が原理的に対称な点も $SU(5)$ よりも好ましい．$SU(5)$ 模型に偶然現われた(バリオン数)－(レプトン数)の保存則も今はない．$SO(10)$ は対称性の破り方に自由度が多いが，いくつかの典型的な場合について MACHACEK が調べている[14]．ゲージ粒子が陽子崩壊をおこす場合は寿命も崩壊モードも $SU(5)$ とよく似ている．HIGGS 粒子が陽子崩壊をおこす場合は，典型的崩壊モードとして

$$p \to \mu^+K^0,\ \bar{\nu}K^+,\ \text{また}\ n \to \bar{\nu}K^0$$

がある．

(III) PATI-SALAM 模型[15]

これは基になる群が(色の群)×(香の群)と直積になる場合で，色の4番目のクォークが実はレプトンであるとし，クォークの電荷は整数とする．$[SU(4)]^4$ の場合に他と異なって興味があるのは，三つのクォーク全てがレプトンに崩壊して初めて陽子が崩壊できる，というもので，

$$\tau_p \propto \frac{m_X^{12}}{m_p^{13}}$$

となる．また

$$m_X = 10^4 \sim 10^6\ \text{GeV}$$
$$\tau_p = 10^{29} \sim 10^{34}\ \text{GeV}$$
$$\sin^2\theta_W = 0.28 \sim 0.30$$

となり m_X が小さいのが特徴である．崩壊モードの典型的なものは

$$p \to 3\nu + \pi^+$$

である[16]．

陽子崩壊の実験

(1) これまでの実験

これまで陽子の寿命を測定する試みはいろいろされた．わが国では，理論的考察が山口嘉夫[17](1959年)によってなされているが，実験的には，最もよい下限は REINES と CROUCH によって与えられている[17]．これは地下3.2 km にもぐって，宇宙線のバックグラウンドを減らし，20トンの液体シンチレーターを検出装置として，岩石から出てくる陽子崩壊に伴う μ が液体シンチレーター中で止って β 崩壊するのを観測しようとしたものである．2.7年間に5例の μ 粒子が観測された．検出効率を34%として，これから μ を伴う崩壊に対しては下限

$\tau_p > 2\times 10^{30}$ 年

が得られた(その後，この数字は μ を伴う崩壊に対して $\tau_p > 6\times 10^{30}$ 年，μ を 1/6 しか伴わない *SU*(5) 模型の崩壊モードに対しては，$\tau_p > 10^{30}$ 年に改良された)．

この実験は面白い数学を使っている．岩石から生じた μ が 20 トンの薄い液体シンチレーターの中で静止する確率と，逆に 20 トンの液体シンチレーターで生じた μ が岩石中で静止する確率は等しいという数学(?)を使ったのである．この μ は観測地点が十分深くかつ低エネルギーなので大気中で作られた宇宙線の μ ではなかろう．相当部分が，大気中で作られたニュートリノが地下で作った μ であろう．ニュートリノの反応は物質 1 トン当り，1 年に 0.2 例くらいの反応をおこすと思われるので，この実験とも矛盾はないのだが，安全のため陽子崩壊による μ とみなして上記の下限が得られた．これは，陽子が崩壊すると μ になると仮定して得られた下限である．π^- は μ^- に崩壊する以前に岩石に吸収され π^+ も半分が μ^+ になるだけである．そのため *SU*(5) では μ^+ を出して核子が崩壊する確率は全体の 1/6 しかない．今後の実験はこれらのことを考慮に入れて $10^{30}\sim10^{33}$ 年くらいを目標に下限を上げていかなければならない．

(2)　今後の陽子寿命測定の実験

現在提案されている寿命測定の実験はいろいろあるがそのうち主なものを表 3 に示そう．水を用いて水の中の核子が崩壊し荷電粒子がおこすチェレンコフ光をみる実験は典型的なものである．チェレンコフ光は粒子の進行方向にしか出ないので飛跡が前後方に分かれることがわかるのは実験的になによりの強みである．装置を大きくすることが容易でもある．$p\to e^+\pi^0$, $n\to e^+\pi^-$ には敏感であろう．一方，鉄などを用いて計数管とサンドウィッチにし，鉄の中の核子の崩壊が作る飛跡をみるのは，これと対照的な実験である．飛跡を追えるので安心感があるのと，短い飛跡でも観測可能なので，種々の崩壊モードがみられること，位置の分解能のよいことなどが特徴であろう．飛跡の向きがわからない不利は実験の精度を上げることで補えると見積られている．

前者については REINES らの実験が先行してすでにトンネルも掘りつつある．小柴らは口径の大きな光電子増倍管を開発しつつあり，REINES らよりチェレンコフ光の集光能率が 10 倍ほどよいのが特徴である．REINES らは $p\to e^+\pi^0$, $p\to\mu^+\pi^0$, $n\to e^+\pi^-$, $n\to\mu^+\pi^-$ 崩壊以外は検出が困難だが，集光能率が上ると他の崩壊モードもみえてくるはずである．後者については，KGF の地下実験は三宅らが日印共同で建設中で深いこと，トン数は少ないが早くできることが特徴である．END グループは位置精度の非常によいネオンフラッシュ管を開発中であり，粒子の個数，発生角度，飛程などの詳しい情報が得られるのが特徴である．それぞれのグループに特徴があるが，最良の一つの方法に集中して能率をあげる方法も考える価値があろう．

表 3　陽子寿命測定実験の提案.

実験グループ名(仮)	場所(深さ：水換算 m)	物質(トン)	検出方法
REINES グループ	アメリカ(1,500)	水(～8,000)	チェレンコフ光を光電子増倍管でみる
LANDE グループ	アメリカ(4,400)	水	チェレンコフ光を光電子増倍管でみる
小柴グループ	日本(～1,300)	水(～2,700)	チェレンコフ光を光電子増倍管でみる
KGF グループ	インド(7,000)	鉄(～100)	ガス比例計数管
イタリアグループ	モンブラントンネル(5,000)	鉄(～1,000)	ストリーマー管
END グループ	日本(≳1,000)	鉄(～1,000)	ネオンフラッシュ管＋多重線形比例計数管

陽子の崩壊は一見突飛なことだが，クォークとレプトンを統一した大きなゲージ理論を作るなら，むしろ自然に導かれる結論である．それを検証する実験は素粒子の大統一理論を研究する上で，また宇宙創生の機構を知る上で大変に重要なものである．私の友人の実験家の曰く，“こんな実験ができる時代に生れあわせたとは幸せだ！”――私は理論屋だが，その気持はわかる気がする．

本文は多くの方々との議論に基づいている．文中で敬称は省略させていただいた．

文献と注

(1)　南部陽一郎氏の命名(1978 年高エネルギー国際会議，京都)．

(2)　2 行×2 列のユニタリー行列による線形変換のつくる群.

(3)　Quantum Chromodynamics, 略して QCD.

(4)　3 行×3 列の行列式が 1 のユニタリー行列による線形変換のつくる群.

(5)　コンパクトな群，いい換えると，電荷が量子化されるような群にはいつも磁気単極子が現われる．歴史的には DIRAC が逆に，磁気単極子があると電荷が量子化されることを指摘したのが先であるが.

(6)　これと全く独立な考え方にトンネル効果によるバリオン数の非保存が考えられているが，ここでは触れない.
G.'T HOOFT: Phys. Rev. Letters, **37**, 8 (1976); A. YU. IGNATIEV et al.: 'Neutrino '79', **2**, 650 (1979)

(7)　吉村太彦: Phys. Rev. Letters, **41**, 281 (1978) その他.

(8)　R.N. MOHAPATRA et al.: Phys. Rev. Letters, **44**, 1316 (1980)

(9)　H. GEORGI & S.L. GLASHOW: Phys. Rev. Letters, **32**, 438 (1974); H. GEORGI et al.: Phys. Rev. Letters, **33**, 45 (1974)

(10)　5 行×5 列の行列式が 1 のユニタリー行列による変換.

(11)　C. JARLSKOG et al.: Nuclear Physics, **B 149**, 29 (1979) にもっと詳しい.

(12)　T.J. GOLDMAN & D.A. ROSS: Phys. Letters, **84 B**, 208 (1979) および Preprint CALT 68-759 (1980)．また W. MARCIANO: Rockefeller preprint COO 2232, **B 195** (1980)

(13)　H. GEORGI & D.V. NANOPOULOS: Phys. Lett., **B 82**, 392 (1979); Nucl. Phys. **B 155**, 52 (1979)

(14)　M. MACHACEK: Nuclear Phys., **B 159**, 37 (1979)

(15)　J.C. PATI & A. SALAM: Phys. Rev., **D 8**, 1240 (1973); **D 10**, 275 (1974); Phys. Rev. Letters, **31**, 661 (1973); Phys. Lett., **58 B**, 333 (1975)

(16)　J.C. PATI: Proceedings of 'Seminar on Proton Stability' at Wisconsin, ed. by D. CLINE (1978)

(17)　F. REINES & M.F. CROUCH: Phys. Rev. Letters, **32**, 493 (1974); J. LEARNED et al.,: Phys. Rev. Letters, **43**, 907 (1979); Y. YAMAGUCHI: Prog. Theor. Phys., **22**, 373(1959)

(18)　C.B. DOVER & LING-LIE Chau Wang: BNL Preprint 26815 (1980); 宮村修ら: (to be published)

(*)　R.L. GOLDEN et al.: Phys. Rev. Lett., **43**, 1196 (1979)

付録　原子核の影響についてのコメント

酸素や鉄などの原子核の中の陽子の寿命は自由な陽子の寿命と同じだろうか？　また崩壊モードは同じであろうか？　この問題は陽子崩壊を検証する実験で物質として何を選択するかを決める上で重要であるだけでなく，理論的にも興味ある問題である．

さて“核内の陽子”の寿命は“自由陽子”の寿命よりも短くなることが予想されている[18]．その類似の例として，$^{16}{}_{\Lambda}O$ または $^{16}{}_{\Lambda}N$ のような“原子核内の Λ 粒子”の寿命は“自由な Λ 粒子”の寿命よりも短く，1/3 になることがよく知られている．主な原因は Λ の崩壊，$\Lambda\to\pi N$ で放出された π 中間子が同じ原子核内にある核子に吸収されて，$\Lambda N\to NN$ という反応をおこし，前者は Q 値(発熱量)が 35 MeV しかないが，後者は 175 MeV もあるからである．同様の効果が陽子の崩壊に対しても考えられ，

$$p\to e^+\pi^0$$

に対して2核子の相関によって

$$pN\to e^+\Delta$$

となる確率が同じ程度おこる ($\Gamma(pN\to e^+\Delta)/\Gamma(p\to e^+\pi^0)=1.05$)．そのため寿命が 1/2～1/3 になる可能性がある．一方，$p\to\mu^+\bar{K}^0$ については，$\bar{K}^0$ の吸収はないので2核子による崩壊はおきない．総合的にはもっと検討が必要である．

次に，原子核による吸収の効果を考える．核内の平均自由行程を λ とし，π 中間子発生点から原子核表面までの距離を r とすると，“生残り率”f_π はおよそ

$$f_\pi=\left\langle\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)\right\rangle=\frac{3}{X^3}\left\{\frac{X^2}{2}-1+(1+X)e^{-X}\right\}$$

$$X=2r_0A^{1/3}/\lambda,\quad (\sigma_{\pi N}^{TOT}\rho\lambda=1,\quad \rho=(4/3)\pi r_0^3,\quad r_0\fallingdotseq 1.2(\mathrm{fm})$$

と表わされる．もっと詳しい計算は，佐藤竑によるもので表4に与えられる．せっかく陽子が崩壊しても発生した π はかなり散乱・吸収される．生き残らなかった π 中間子の運命は次の二通りである．

（1）　エネルギーを失って散乱されて出てくる．

（2）　完全に吸収されて核外には出てこない．

詳しくは今後の検討が必要である．

表 4　π 中間子の生残り率*.

原子核	^{1}H	^{12}C	^{16}O	^{56}Fe	^{208}Pb
p_π (MeV)					
459	1	0.5456	0.5063	0.3472	0.2273
400	1	0.4405	0.3845	0.2576	0.1641
350	1	0.3235	0.2760	0.1759	0.1100
300	1	0.2194	0.1845	0.1211	0.0751
250	1	0.2608	0.2286	0.1445	0.0860
200(a)	1	0.5297	0.4994	0.3093	0.1797

* 陽子崩壊または中性子崩壊に伴って発生した π^0，または $\pi^\pm$ が原子核の外にエネルギーを失わずに出てくる確率（佐藤竑の計算による）．
(a)　$T_\pi<150$ MeV では完全吸収の効果が重要だが，ここでは無視したので近似は悪い．

---

* 執筆してから6年がたち，この間の実験的ならびに理論的進歩はめざましかった．文献としてたとえば‘Proceedings of 7th Workshop on Grand Unification/ICOBAN '86'(富山で開催)を参照されたい．

10　神岡鉱山で陽子崩壊をみる

須　田　英　博*

最近の素粒子の大統一理論は，陽子は永久不滅の粒子ではなく，10^{30}～10^{32}年の寿命で崩壊すると予言している．それを直接検出しようとする大規模な実験が1年半ほど前より世界各国で始まり，陽子崩壊の発見を競い合っている．ここでは，わが国で行なっている高精度の実験を中心に最新の結果を報告しよう．

神岡陽子崩壊実験

東京大学理学部，同宇宙線研究所，高エネルギー物理学研究所および新潟大学は協同で，岐阜県北部にある神岡鉱山の地下深部1000 m (約2700 mの水に相当)の所に3000トンの水チェレンコフ検出器を建設し，83年7月より本格的に実験データを取り始め，同12月末までに有効日数135日分のデータを得て，その解析結果がほぼまとまってきた．この実験はそれを行なっている場所にちなんで，KAMIOKANDE(Kamioka Nucleon Decay Experiment)と呼んでいる．

水タンクは図1に示すように直径15.6 m，高さ16 mの円筒形鉄製で，その内壁には，側壁，天井，および底面すべてに口径20インチの光電子増倍管が1 m²に1本の割合で合計1000本，マトリックス状に取り付けてあり，水中で発生したチェレンコフ光の強さとその空間分布，パターンを検出する．全光電面は全壁面の20%をカバーしている．この高い集光能率のために，エネルギー決定精度が非常によく，$p \to e^+\pi^0$崩壊では約4%の精度で放出されたエネルギーを測ることができる．

これがKAMIOKANDEの大きな特徴であり，表1に示したようなさまざまの崩壊モードに対し高い検出効率があり，このことで，宇宙線ニュートリノ反応などバックグラウンド現象との区別を確かにし，崩壊モードの判定のあいまいさを極力減らして崩壊の選択則，分岐比，寿命などの精密な決定を可能にする．そしてSU(5)，SO(10)あるいは超対称性(SUSY)模型など，どの統一理論[1]が最もよいかを判定する可能性が大いにあるもの

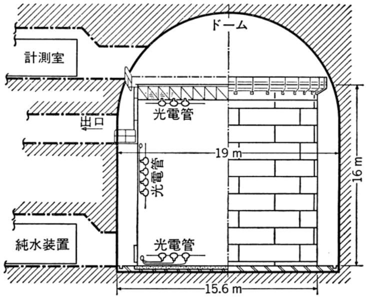


図1　神岡鉱山地下1000 mの所に設置した水チェレンコフ検出器.

表1　SU(5)模型による陽子崩壊モードと分岐比[2].

崩壊モード	分岐比 B(%)
$e^+\pi^0$	40～60
$e^+\rho^0$	1～10
$e^+\eta$	<2
$e^+\omega$	5～20
$\bar{\nu}_e\pi^+$	$\frac{2}{5}B(e^+\pi^0)$
$\bar{\nu}_e\rho^+$	$\frac{2}{5}B(e^+\rho^0)$
μ^+K^0	1～20
$\bar{\nu}K^+$	<2

と考えられる．

タンクに満たす3000トンの水は1000 mの岩を通ってきた地下水を集めてきた側溝がすぐ近くにあり，これをポンプで汲み上げ，50 μm，5 μm，1 μm，0.45 μmと4段のフィルター濾過をくりかえし紫外線でバクテリア殺菌をしてタンク内に送り込んでいる．これにより現在チェレンコフ光に対する水の透過度はすべての波長を平均して35 m程度になっている．

* Teruhiro SUDA　東京大学宇宙線研究所

20インチの光電管は形が大きいので地磁気のような弱い磁場でも，光電子軌道が歪み，全体の増幅度に大きな影響を与える．このためタンクを設置しているドーム状の実験室全体の壁に2成分ヘルムホルツコイルを巻いて地磁気とちょうど逆の磁場を発生させて地磁気を打ち消すようにしている．さらにタンクの鉄の局所的な残留磁場の影響も減らすために光電管面にはミューメタルのネットをかぶせている．これらを併せて光電管自体の中の磁場は30ミリガウス以下に押さえている．

光電管の信号は個々に高速のADCでその電荷量をデジタル化する．また1000個の信号を同時にアナログ的に加算し，その波形を2台のトランジェント・デジタイザーで，10 μsecおよび100 μsecの間512回サンプルしてデジタル化し記憶する．これは平均寿命2.2 μsecで崩壊する $\mu \to e\nu\bar{\nu}$ の10〜50 MeVのeの信号を検出すること，および，万一，モノポールがゆっくりと水中を通過したならばルバコフ効果で何回か引き続いて陽子崩壊が誘発されるのを記録するために用いている．1000本の光電管の全加算信号の大きさが，タンク内でのエネルギー損失量で30 MeV相当以上あった場合はすべて記録することにしている．光電管の雑音やそのガラスに含まれる ^{40}K の β 崩壊による信号などを除くため，PDP 11/60コンピューターによるオンラインフィルターを行なった後，データはすべて磁気テープに書き込み，東大理学部に郵送して大型コンピューターにより解析を行なっている．

観測データの解析

83年12月までに176日間の観測をしたが，その概略を表2に示してある．エレクトロニクスの調整や停電などでデータ記録を中止したり，オンラインコンピューター時間などをさし引いて，約77%の134.6日が有効観測時間になる．この間に 5.8×10^6 回の現象を記録した．この中の80%は宇宙線のミュー粒子で，それらは地表では少なくとも約1 TeV以上のエネルギーをもっている．検出器に入射した時には平均約200 GeVになっている．残りの20%はオンラインでは除ききれなかった雑音や，タンクの端をミュー粒子がかすめたような現象，その他ミュー粒子が近くの岩で電磁相互作用をおこしてそのカスケードの一部がとび込んできた場合などである．

表2　これまでに得た観測データの概略.

観測時間	176日
有効観測時間	134.6日
記録した現象総数	5.8×10^6
大型コンピューターによるオフライン選別で残った現象の数	65726
コンピューターグラフィックを用いて，人間の判断で最終的に選別した現象数	57

これのデータからまず水タンクを貫通してゆくミュー粒子を簡単なアルゴリズムで取り除く．陽子崩壊では938 MeV相当の光量以下であり，ミュー粒子がタンクの上から下まで通過すると約3.3 GeV相当の光を出すのでその区別は簡単である．オフライン解析では，1300 MeV相当以下のエネルギー損失(全光電子数が4500以下に対応)をもった現象を取り出す．この条件につけ加えて，ミュー粒子がタンクを出てゆくすぐ近くの光電管には特に強いチェレンコフ光が受かる．一つの光電管で最大の光電子数が200を超えるのはミュー粒子が貫通した場合で，陽子崩壊の場合はどんな崩壊モードでも，そのような大きな光を一つの光電管に与えない．このような条件の設定には，実際に得られたデータの種々の相関や，モンテカルロ法で人工的に陽子崩壊によるチェレンコフ光を発生させて，あらかじめ何度も調べた上で決めたものである．

以上の手法でコンピューターソフトで選び出した現象数を65726例までに濃縮した．陽子崩壊現象があるとすれば，この中に含まれているはずである．この濃縮したデータの約50%はしかしタンクに入射した宇宙線ミュー粒子が途中で止まった現象である(ストッピング・ミュー)．ほかに宇宙線ニュートリノによる反応がわずかながら含まれている．図2にその例を示す．残りの50%はタンクのごく端をかすめたミュー粒子が発したチェレンコフ光であったり単純な電気的雑音であった．

このような判定はチェレンコフ光のパターン認識を必要とする．コンピューターによる自動判別には相当高度のパターン認識のソフトウェアが必要であり，陽子崩壊のような稀な現象を引き出すのには自動判別で見逃す危険が大きいかもしれない．このような場合は人間の目による判断が最も確かである．このため，これから先のデータ選別

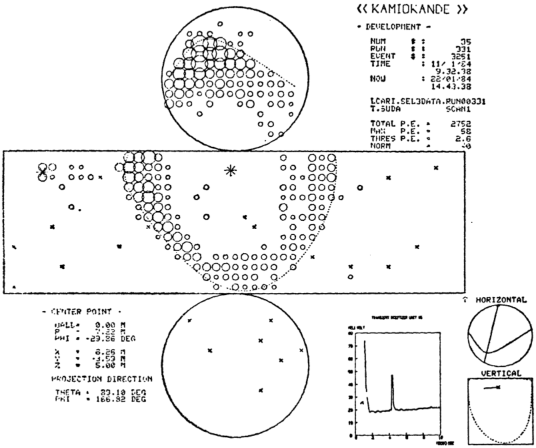


図 2 水タンク内で止まったミュー粒子によるチェレンコフ・リング・パターン. タンクを切り開いて展開して表わしてある. ミュー粒子は水平より下から入射しているのでニュートリノが近くの岩石中で $\nu_\mu+N\to\mu+N'$ 反応をおこしてつくったミュー粒子であると考えられる.

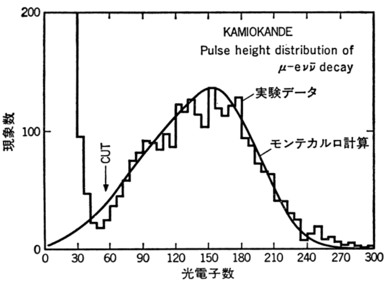


図 3 $\mu\to e\nu\bar{\nu}$ 崩壊の e によるチェフレンコフの光電子数分布. モンテカルロ法による予想とよく一致している.

には, コンピューターグラフィックスにより現象のパターンをブラウン管上に表示し, 人間の目による判定を行なっている. 1日当り平均して約400例の現象をみることになる. 見落しをなくするため当然のことながら2人以上が独立に同じデータをチェックするダブルスキャニング法を行なっている. この処理で水タンクの外から入射するストッピング・ミューを取り除いて, チェレンコフ光の最初の発生点(ここではvertex pointと呼ぶことにする)が水タンク内にあるものだけを選び出す.

タンク内でおこった現象のエネルギーの絶対値を測るための較正には, 水タンクの中心近くを垂直に貫通するミュー粒子により約3 GeV 付近を調べ, そして $\mu\to e\nu\bar{\nu}$ 崩壊による10〜50 MeV の e による光を調べることで行なう. 貫通ミュー粒子は760光電子/m の信号を与える. $\mu\to e\nu\bar{\nu}$ の e の与える光電子数分布は図3に示すようになる. また, e 信号の遅れの時間分布から, μ の寿命は $1.92\pm0.08\,\mu$sec の値を得た(図4). 宇宙線の μ は $\mu^+/\mu^-=1.3$ で, μ^- は水の核に捕獲される効果を考慮するとこの値は $2\,\mu$sec であるべきで, 誤差内でよく一致している. 一方, これらの現象をモンテカルロ法により水タンク内に実験と同じ条件で発生させ, 電離損失, クーロン散乱, 電磁カスケードなどを再現しチェレンコフ光を発生させ, 水の吸収, 光電管面や壁面などによる反射, 散乱, 光電管の特性などを考慮した計算を行ない実験と比較する. このようにして得た結果は実験と3%以内で一致していることを確かめた. このようにして0.27 MeV/光電子の換算係数が得られた. この換算精度はモンテカルロ計算との不一致から推定して ±3% 以下である. 光電管のゲインの時間的変動(極めて少ないが)や, 水の透明度の時間変動は, その都度, 貫通ミュー粒子で較正する. これらすべてを含めた系統的誤差は最終的には約4% 程度であると推定している. これに現象自体のさけることのできないゆらぎがつけ加わる.

表 3 検出器の有効体積内(880 トン分)でおこったすべての反応数. チェレンコフ・リング数が1のところで，S型，M型とあるのは，それぞれ $e^{\pm}$ または $\mu^{\pm}$ がつくったと判定されるチェレンコフ光を示す.

チェレンコフ・リング数	観測した現象の数	予想されるニュートリノ反応数
1	40 (8)*	44 (18)
(S型)	(19 (0))	(18 (0))
(M型)	(21 (8))	(26 (18))
2	8 (1)	4.5 (1.5)
3	5 (2.5)	3.0 (1.6)
4	2 (2)	1.0 (0.6)
5	2 (1)	0 (0)
合計	57 (14.5)	52.5 (21.7)

* ( )内の数字は $\mu\rightarrow e\nu\bar{\nu}$ 崩壊がみられた現象数.

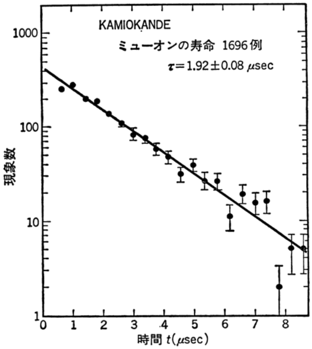


図 4 ミュー粒子の寿命の測定.

vertex point の決定精度は，モンテカルロ法でつくったチェレンコフ・リングの空間再構成をすることで確かめる．現在のところその精度は実際におこった現象にもよるが，ほぼ ±50 cm である．

ニュートリノ反応

次にタンク内の光電面から 2 m 以上内側の有効体積(880 トン相当)でおこった現象と確認したものの解析結果を示す．コンピューターグラフィックによる選別と空間再構成から得られた，そのような現象は全部で 57 例であった(表 2)．その内訳を表 3 に示す．これらは後に述べる特別の 2 例を除いてはすべてニュートリノによるものと考えて頻度的にも矛盾しないと考えられる．表 3 にはモンテカルロ計算による予想も示しておいた[3]．宇宙線ニュートリノのエネルギースペクトルは最近 GAISSER らにより計算[4]されているものを用いた．数 GeV 以下のニュートリノの強度は地磁気緯度効果[5]が大きいので，ここでは GAISSER による神岡の地磁気緯度(27°N, effective vertical cutoff 11.2 GeV)での計算に従った．またニュートリノの反応断面積は文献[6]にある．このモンテカルロ計算には原子核の影響，および水中の π の相互作用などの効果もできるだけ取り入れてある．得られた 57 例の水中で発光したチェレンコフ光量分布を図 5 に示す．このうち 40 例(図 5 下)は，チェレンコフ・リングが一つだけある現象で，弾性散乱 $\nu+N\rightarrow l+N$ (l は μ または e)と，中性カレ

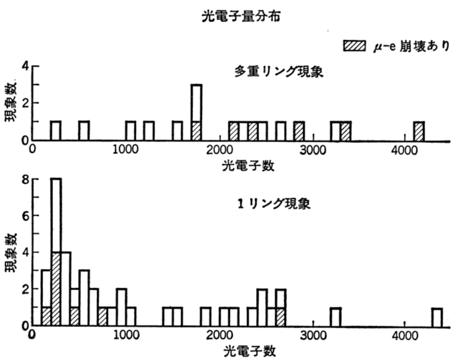


図 5 タンク壁から 2 m 以上内側の有効体積内で発生したチェレンコフ光の強度分布. このうち特別な 2 例を除いては宇宙線中の ν_μ または ν_e がおこした反応である.

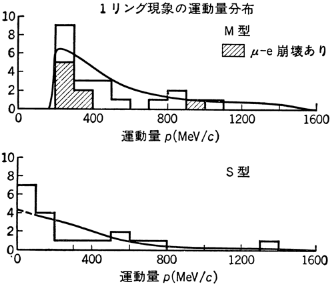


図6　チェレンコフ・リングが1個である現象の運動量分布． 宇宙線ニュートリノが水タンク内でおこした $\nu_{\mu(e)}+N\rightarrow\mu(e)+N'$ 反応がほとんどである．実線のカーブはモンテカルロ法による計算．

ントによる反応 $\nu+N\rightarrow\pi^{\pm}+N'$ で π が一つ発生した場合がほとんどだと考えられる．あるいは $p\rightarrow\bar{\nu}\pi^{+}$, $p\rightarrow\bar{\nu}K^{+}(K^{+}\rightarrow\mu^{+}\nu)$ が含まれているかもしれない．後者の場合 K^{+} は速度が遅く水中ではチェレンコフ光を出さずほとんど止まってから $\mu+\nu$ に崩壊する．したがって μ^{+} はモノクロマティックな運動量をもつ．

μ によるチェレンコフ・リングと e によるそれとではパターンに大きな違いがある．e は多重クーロン散乱で進行方向が大きく変わるのでリングの外側にも光が分散するが，μ にはそれがなくリングの輪郭がはっきりしている．このことで e と μ を区別できる．もちろん $\mu\rightarrow e\nu\bar{\nu}$ がおこれば，この実験では70% の確率で検出できるので，μ の判定はより確かになる．チェレンコフ・リング・パターンから eμ 分離をするには，リングの縁から距離をとりその外側のチェレンコフ光の密度について2次のモーメント分布を調べることで行なう．μ は2次モーメントが小さくかつ狭い範囲に分布するが，e はその逆である．このことは実験で得た止まった μ と，モンテカルロ法で発生させた e によるチェレンコフ・リングとで試してほとんど区別できることがわかった．ただし核相互作用した π と e との区別は非常に難しい．17例のニュートリノ反応についてこの方法を使ってみると，すべてどちらかの判別がつけられたので，全光量より運動量を求めることができる．図6にその分布を示す．図中実線のカーブはモンテカルロ計算である．統計誤差内で，一致はよいようにみえる．ただし，μ と判定した21例の中で $\mu\rightarrow e\nu\bar{\nu}$ 崩壊を伴うのは8例だけであり，予想の60% 程度であるのは不思議である．今のところは統計的ゆらぎによるものと解釈しておくことにする．

チェレンコフ・リングが二つ以上ある現象は全部で17例である．モンテカルロ計算の結果を比べると，表3でわかるように実験の方が多いように思えるが，今のところ，これだけでは結論は出せない．ほとんどが，運動量のバランスや現象のトポロジーなどから核子崩壊ではなくニュートリノ反応であると考えられる．このことからここで行なったモンテカルロ計算で原子核内での π の相互作用についての取扱いの細部をみなおす必要があるかもしれない．

陽子崩壊現象の候補

1リング現象では $p\rightarrow\bar{\nu}K^{+}$ に対して $\mu^{+}\rightarrow e^{+}\nu\bar{\nu}$ がおこっており，かつ μ^{+} の運動量 p_{μ} が 226 MeV/$c<p_{\mu}<$246 MeV/c 条件を満たすべきとすると2例がある．ただしニュートリノ反応でも0.8例が期待されるので，この型の現象が特に多くなるのでなければ，陽子崩壊として取り上げられない．$p\rightarrow\bar{\nu}\pi^{+}$ は π^{+} が核相互作用をおこすので運動量の分布の幅が広くなり，ニュートリノ・バックグラウンドも多くなり，あまり都合のよいモードではない．その他 $\bar{\nu}\rho, \omega, \cdots$ はニュートリノ反応と区別する決め手がない．ただし，$n\rightarrow\bar{\nu}K^{0}(K^{0}\rightarrow 2\pi^{0})$ はエネルギー決定精度も8% とよく，π^{0} があり $(m_{\gamma\gamma}=m_{\pi^{0}})$ かつ $m_{\pi^{0}\pi^{0}}=m_{K^{0}}$ まで求まればバックグラウンドが非常に減る．今のところそのような現象はない．

2リング以上の現象では，選定の条件は崩壊モードに応じて異なるが，全体としてまとめると，次のようになる．

（1）　レプトン側とハドロン側のエネルギーの関係がモンテカルロ法で期待される分布内（2.5σ内）であること．

（2）　運動量バランスは $\Delta p<400$ MeV/c であること．

（3）　レプトンは e または μ の特徴をもっていること．μ ならば $\mu\rightarrow e\nu\bar{\nu}$ が確認されていること．

（4）　終状態に π^{0} を含むモードでは $m_{\gamma\gamma}\simeq m_{\pi^{0}}$ であること．

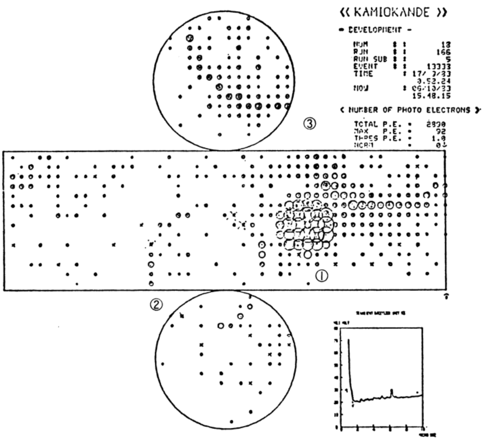


図 7　$p \rightarrow \mu^+\eta^0(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の候補の現象パターン．②は μ^+ ①と③は η^0 が崩壊した二つの γ であるとみなされる．

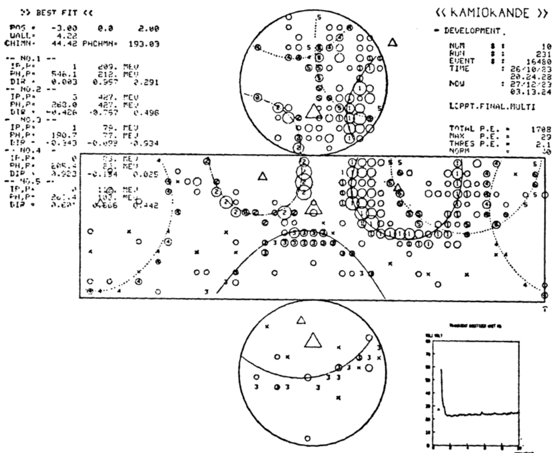


図 8　$p \rightarrow e^+\omega^0(\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0,\ \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の候補．

(5)　重心系の不変質量は 800 MeV $< M_{tot} <$ 1100 MeV.

(6)　重い中間子は M_ρ=600～900 MeV, M_ω=600～1000 MeV, M_{K^0}=400～600 MeV, M_{K^*}=600～1000 MeV, $M\eta$=500～600 MeV.

(7)　その他２リング現象では開角が $\theta_{op} >$ 120° であること．

以上の選定条件から次の２例が陽子崩壊の候補として上げられる．

$p \longrightarrow \mu^+\eta^0(\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ 候補 (Event 166/13338)

この現象のパターンを図７に示す．この現象はほとんど平面内でおこっている．互いの開角は $\theta_{1,2}+\theta_{2,3}+\theta_{3,1}=104°+99°+136°=139°$, planarity =0.046, で平面と考えてよい．図７で左方のリングを μ^+ とし，他の二つのリングを γ とすると，

$p_\mu=(270\pm30)\mathrm{MeV}/c$,
$E_{\gamma1}=(400\pm30)\mathrm{MeV}$,
$E_{\gamma2}=(320\pm30)\mathrm{MeV}$

である．$M_{\gamma\gamma}=(590\pm50)\mathrm{MeV}$ で $m_\eta=548.8\,\mathrm{MeV}$ にほぼ等しい．かつ，$M_{\mu\gamma\gamma}=(962\pm80)\mathrm{MeV}$ で $m_\mathrm{p}=938.3\,\mathrm{MeV}$ に極めて近い．ただし，運動バランス(重心系の運動量)が $\Delta p=356\pm30\,\mathrm{MeV}/c$ でやや悪いが，酸素の中の陽子が崩壊したのならば，フェルミ運動でこの程度になることはありうると考えられる．したがって $\mathrm{p}\to\mu+\eta$ の有力候補である．なお μ のリング内のパターンであるが，μ が止まりかける時に出す光の強度が予想の平均より少な目であり，π^- が途中で吸収された場合にもこのようなリングを作るので，厳密には μ か π かは区別し難い．なおこの現象は $\mathrm{p}\to\mu^+\mathrm{K}^0$，$\mathrm{K}^0\to2\pi^0$ とし，$\pi^0\to2\gamma$ の 2γ が二つの π^0 とも分離できないと考えることも可能である．しかし $\mu^+\eta$ より可能性は低いと思える．

$\mathbf{p}\longrightarrow\mathbf{e}^+\boldsymbol{\omega}^0$ 候補(Event 231/16480)

$\omega^0\to\pi^+\pi^-\pi^0$，$\pi^0\to\gamma\gamma$ と崩壊して5リングになったと考える候補でその現象パターンを図8に示す．チェレンコフ・リングが重なり合って非常に複雑であるので，どのリングが，$\pi^\pm, \mathrm{e}, \gamma$ であるか一義的に決めがたいので，可能な組合せをすべて取ることにする．π^0 の質量になる組合せは4通りあり，組合せにより

$$\Delta p=235, 235, 267, 267\ \mathrm{MeV}/c$$
$$M_{\gamma\gamma}=103, 103, 168, 131\ \mathrm{MeV}$$
$$M_{\pi\pi\gamma\gamma}=734, 783, 631, 771\ \mathrm{MeV}$$
$$M_\mathrm{tot}=879, 879, 889, 889\ \mathrm{MeV}$$

となり，いずれの組合せも $\mathrm{p}\to\mathrm{e}^+\omega^0$ と同等である．この現象は $\mathrm{n}\to\mathrm{e}^+\rho^-$，$\mathrm{n}\to\mathrm{eK}^{*-}$ の条件内に入るが，$\mathrm{p}\to\mathrm{e}^+\omega^0$ と考えるのがもっともらしい．ニュートリノのバックグラウンドはモンテカルロ計算では0.2例と予想されている．

結　　論

SU(5)模型では $\mathrm{p}\to\mathrm{e}^+\pi^0$ の分岐比が大きく，かつその寿命は $\tau(\mathrm{p}\to\mathrm{e}^+\pi^0)=4.5\times10^{29\pm1.7}$ 年程度と予想されているのに反して，KAMIOKANDE ではまだ観測されなかった．一方 $\mathrm{p}\to\mu^+\eta$ 候補はどの模型でも極めて小さな分岐比しか予想していない．今のところこれをどう考えるかは1例では理論家も答を出せない．陽子の寿命の下限(90% コンフィデンスレベル)を求めると，$\tau(\mathrm{p}^+\to\mathrm{e}^+\pi^0)>2.6\times10^{31}$ 年，$\tau(\mathrm{p}\to\mathrm{e}^+\omega^0)>0.6\times10^{31}$ 年，$\tau(\mathrm{p}\to\mathrm{e}^+\rho^0)>2.1\times10^{31}$ 年を得た．また $\tau(\mathrm{p}\to\mu^+\eta)>1.8\times10^{31}$ 年である．SUSY 模型で予想されるモード $\mathrm{p}\to\mu^+\mathrm{K}^0$ は 0.8×10^{31} 年以上である．

同様の方法で実験を行なっている米国の IMB (Irvin-Michigan-Brookheaven) グループ(8)は実験が1年先行していることもあって，検出しやすい $\mathrm{e}^+\pi^0$ モードについては，すでに 2×10^{32} 年以上と報告している．陽子崩壊の候補をもっている他の実験グループとしては日-印共同実験の KGF グループが，$\mathrm{p}\to\mathrm{e}^+\pi^0$ などを含めて合計4例あると報告している(9)．このグループは陽子崩壊をむしろ積極的に主張しており核子寿命は 6×10^{30} 年程度であると結論している．またモンブラントンネルで実験しているイタリアの NUSEX グループ(10)は $\mathrm{p}\to\mu^+\mathrm{K}^0$ の候補を1例もっている．この下限は，1.3×10^{31} 年になる．

現在のところ，これらの実験からどの理論が正しいかの判定は下せないが，SU(5)模型の予想とのずれは，KGF の結果を別にすれば，大きいといえる．しかしもっと統計が必要で，この時点では陽子崩壊が確立されたとは結論し難い．

文 献 と 注

(1) H. Georgi & S. L. Glashow: Phys. Rev. Lett., **32**, 438 (1974); J. C. Pati & A. Salam: Phys. Rev. Lett., **31**, 661 (1973); なお多くのレビューがあるが，例えば，P. L. Langacker: Phys. Rep., **72**, 185 (1981)，また荒船次郎: 科学, **50**, 746 (1980) に解説がある．
(2) P. L. Langacker: University of Pennsylvania プレプリント UPR-0238 T
(3) 協同実験者の中畑雅行が主に計算した．
(4) T. K. Gaisser et al.: Phys. Rev. Lett., **51**, 223 (1983); 神岡の ν スペクトルは Gaisser との私信による．ほかに A. Dar: Phys. Rev. Lett., **51**, 227 (1983) がある．古い文献は以上のものに示してある．
(5) D. J. Cooke: Phys. Rev. Lett., **51**, 320 (1983)
(6) 弾性散乱は C. H. Llewellyn Smith: Phys. Rep., **3 C**, 261 (1972); W. A. Mann et al.: Phys. Rev. Lett., **31**, 844 (1973); 単一 π 生成は G. L. Fogli et al.: Nucl. Phys., **B 160**, 116 (1979); H. Deden et al.: Nucl. Phys., **B 85**, 269 (1975); S. J. Barish et al.: Phys. Rev., **D 19**, 2521 (1979); 多重 π 生成や中性カレントなどについては P. Musset: Phys. Rep., **39 C**, 1 (1978) による．このほか詳しい文献はこれに出ている．
(7) 荒船次郎: 科学, **50**, 746 (1980) をもとにして西村明俊が計算プログラムを作成，中畑雅行が一部修正して計算した．
(8) R. M. Bionta et al.: Phys. Rev. Lett., **51** 27 (1983) 最近の結果は1984年1月ユタ大学であった国際会議 ICOBAN での報告による．
(9) M. R. Krishnaswamy et al.: Phys. Lett., **106 B**, 339 (1981) および Phys. Lett., **115 B**, 349 (1982) 最近の結果は上記 ICOBAN での報告による．
(10) G. Battistoni et al.: Phys. Lett., **133 B**, 454 (1983)

追　補

最近の神岡

先の報告は実験を開始してから間もないころに書かれたもので，その後最近までにデーターは約6倍に増え，実験装置も改良を施したので最近の進展を付け加えておきたい．検出器全体を取り囲むアンタイカウンターを追加したので宇宙線ミュー粒子およびそれによるガンマー線によるバックグラウンドの判別を容易にし，周りの岩石からの放射能に対するシールドができるようにもした．またペンシルバニア大学などとの共同で新しいエレクトロニクス(高速ADC＋TDC)を増設付加することで，チェレンコフ光の到達時間差測定から特に低エネルギーニュートリノ反応の空間再構成の精度向上をはかったほか，水に含まれるウラニウムやラジウムなどの放射能を特殊キレート樹脂で除去するなどバックグラウンドを格段に下げることにも成功し，今では8 MeV以上のニュートリノを検出できるようになってきた．これは太陽ニュートリノが現実に観測できているということである．

最近の神岡陽子崩壊実験の結果　われわれの実験結果はすでにいくつかの論文(1)~(6)にまとめてあるので詳しくはそれらを見ていただきたい．ここでは紙数の都合で要点だけを付け加える．陽子崩壊の候補例は先の報告に示したものも含めて現在まですべてで5例観測している．しかしこの中にはSU(5)模型で最も高い確率で起きるとされる$p \to e^+\pi^0$はいまだ1例も観測されておらず，はじめに予想したような統一模型は考え直さなければならない．われわれが得た候補も他の同様の実験が観測している候補も今のところ，どれも決定的確信がもてる現象はない．これまでわれわれの得たさまざまの崩壊様式に対する寿命の下限値は図に示したようになる(6)．比較のため同様の実験をしているIMBグループの結果も併記してある．観測しにくい崩壊様式ではわれわれの結果の方がより長い寿命の下限を得ていることに注意してもらいたい．われわれの検出器の分解能がより優れており宇宙線ニュートリノによるバックグラウンド排除能力がまだまだあることを示しており，引き続き実験を継続する．

KAMIOKANDEが現在追求している研究テーマ　現在の神岡陽子崩壊実験は単にそれだけにとどまらず中性子–反中性子振動(3)，モノポール探索(2)，ニュートリノ振動，宇宙のダークマター探索など素粒子の大統一理論の検証を目指した素粒子物理の重要課題に同時に取り組んでいる．

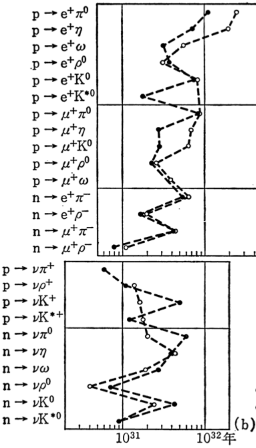


図　核子崩壊の寿命の下限値． (a)“反レプトン＋ハドロン”崩壊様式．(b)“反ニュートリノ＋ハドロン”崩壊様式．

また検出器が巨大であることやその性能を積極的に活用してこれまでほとんど実験にかけられなかった天体ニュートリノの観測が可能になってきた．太陽ニュートリノの検出は始まっており，星の重力崩壊によるニュートリノバーストの検出，活発な天体からのニュートリノ探索，その他天体，宇宙からの未知の素粒子(Cyg. X–3からの奇妙なミュー粒子(5)や，ダークマターなど)の探索など宇宙初期から星の進化にいたるまで，素粒子と宇宙というテーマを互いに密着させた新しい研究分野を開拓しようとしている．将来規模をあと25倍にし格段に感度を上げたSuper-KAMIOKANDE計画が立案中である(7)．

文　献

(1) K. Arisaka et al.: J. Phys. Soc. Jpn., **54**, 3213 (1985)
(2) T. Kajita et al.: J. Phys. Soc. Jpn., **55**, 711 (1986)
(3) M. Takita et al.: Phys. Rev., **D34**, 902 (1986)
(4) T. Kajita et al.: J. Phys. Soc. Jpn., **55**, 4065 (1986)
(5) Y. Oyama et al.: Phys. Rev. Letters, **56**, 991 (1986)
(6) T. Suda: Proceedings of Seventh Workshop on Grand Unification/ICOBAN '86, Toyama, Japan (ed. J. Arafune, 1987)
(7) Y. Totsuka: Proceedings of Seventh Workshop on Grand Unification/ICOBAN '86, Toyama, Japan (ed. J. Arafune, 1987)

11　ニュートリノに質量はあるか

——この宇宙を支えるもの？——

中　川　昌　美*

最近ニュートリノが質量をもつことやニュートリノ振動の存在を示唆する実験が報告され，ニュートリノの実体とその役割に改めて注目が集まっている．もしニュートリノに質量があるならば，それは太陽ニュートリノの謎や銀河における“隠れた質量”の説明に可能性をあたえ，宇宙の質量の大部分はニュートリノによって占められることも考えられる．

ニュートリノ

自然界においてニュートリノ(中性微子ともよばれ，粒子記号としてνが用いられる)は，そのほとんど大部分は原子核のベータ崩壊の際に電子と共に放出され，しかも一度放出された後はまったくといってよいほど他の物質に吸収されることがない粒子である．この特異な粒子はそのために電子や原子核のようにわれわれの日常生活に関わりをもつことなく，現在のニュートリノビームを用いた高エネルギー素粒子実験でのはなばなしい活躍を別にすれば，一般の関心からはほど遠い存在であるかにみえる．しかしわれわれの周囲を改めてながめてみると，実は途方もない数のニュートリノがわれわれの空間を不断に飛び交っている．太陽内部の核反応で作られたニュートリノは地球にふり注ぎ，その数は地表面1 cm^2あたり毎秒10^{10}～10^{11}個であると推定されている．また地球内部にある放射性元素のベータ崩壊により放出された反ニュートリノは地下から地表をつき抜け，その数は同じく1 cm^2あたり毎秒約10^9個である．後で詳しくふれるが宇宙の始原時代から生き残って現在の宇宙にたまっているニュートリノが宇宙空間の1 cm^3あたりに平均して数百個程度存在することも推定されている．これは星などの物質を作っている核子(陽子と中性子)を宇宙全体で平均した同じく1 cm^3あたりの個数に比べて約10億倍も高い密度である．宇宙の始原時代から生き残ったものとしてはこのほかに電磁輻射もニュートリノと同程度もしくはそれ以上存在することから，いわば宇宙は“光とニュートリノの海”に包まれているといっても過言ではない．そして光子は質量が零と考えられるので，もしニュートリノがごく僅かでも質量をもつならばそれは宇宙の力学的構造に無視できない影響をもつことになる．

ニュートリノが物理学に初めて登場したのは1930年代始めに提出されたPAULIのニュートリノ仮説であることはよく知られている．電気的に中性の粒子であり，質量が(仮にあっても)非常に小さいために最初はその存在に気付かなかったが，原子核のベータ崩壊のさいに電子と同時にニュートリノが放出されるとするとエネルギー保存則が満たされるというのがPAULIの指摘であった．またベータ崩壊での角運動量保存則からニュートリノはスピンが半整数(1/2)の粒子でなければならない．この段階ではまだ幻の粒子でしかなかったわけであるが，1953年にREINESとCOWANによりニュートリノは他の素粒子と同様にエネルギーや運動量をもって原子核に吸収されうることが実証され，やっと真の意味で仮説ではなくなったのである．

ベータ崩壊は中性子Nが陽子Pに転化し電子e^-と反ニュートリノ$\bar{\nu}_e$を同時に放出する反応である．反応式は

$$N \to P + e^- + \bar{\nu}_e \qquad (1)$$

である．この場合のニュートリノを特に“電子ニュートリノ”とよびν_eと書く．レプトン数の保存則に従うように，e^-を粒子状態とし，e^-と共に放出されるニュートリノを反粒子状態と約束したものである．先の吸収実験は

$$\nu_e + N \to P + e^- \qquad (2)$$

の存在を確かめたことにあたる．ニュートリノにはν_eのほかに，ミューオンμ^-と共に放出される“ミューニュートリノ”(ν_μと書く)も存在する．この存在は1942年に坂田と井上によりμ^-の存在と共に予言されたものである(二中間子・二中性微子理論)．ν_μは加速器で作られたπ中間子の崩壊

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \qquad (3)$$

で得られる．ここでμ^+はμ^-の反粒子である．このν_μがν_eと異なる種類の粒子であることはπ^+崩壊で作られたν_μを中性子に吸収させたとき，反応(2)と違い，終状態にμ^-が作られ

$$\nu_\mu + N \to P + \mu^- \qquad (4)$$

の反応が実証されたことによる．ν_μが提唱されて実に20年目(1962年)のことである．注目すべきはν_μは当初

* Masami NAKAGAWA 名城大学理工学部物理学教室

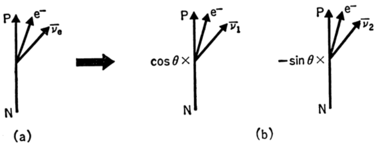


図 1 今までのベータ崩壊(a)と新しい模型によるベータ崩壊(b).

から必ずしも質量が零とは考えられていなかった．ν_μ が関係する反応は一般に放出エネルギーが大きいために精密な質量測定が難しいのが理由である．しかし，このことは逆に ν_μ も ν_e と同様に質量が零か非常に小さいという予想の“根拠”にもなった．そして現在まで長いあいだ一般にニュートリノは質量が零の粒子であるというように，実験的根拠のないままに，受けとられてきたのである．

現在ニュートリノには，その後 τ^- 粒子が発見されて，ちょうど e^-, μ^- に ν_e, ν_μ が対応したように，“タウニュートリノ”(ν_τ と書く)の存在も確実視されるようになった．これらの粒子を総称してレプトンと呼ぶが，対応する粒子を別々に一対の粒子として書くと

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix},\ \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix},\ \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix} \qquad (5)$$

となる．現在われわれは少なくとも3種類のニュートリノを知っているといえる(実はまだ $\nu_\tau=\nu_e$ の可能性が実験的に完全には否定しきれていないが)．それでは現在検討されているニュートリノの新しいスキームとはどのような内容のことであろうか．

ニュートリノについての新しい考え

上でも少しふれたように，ニュートリノが実際に質量零の粒子であるかどうかについては従来からも疑問をもつ人は少なくなかった．事実，光子については電磁相互作用が第2種ゲージ変換に対して不変であることから理論的にも質量が零であることが納得されているが，ニュートリノには理論的根拠が何も存在しないのである．

しかしニュートリノが質量をもつ可能性は，従来とは全く異なる方向から指摘された．ν_μ の確証の直後になされた坂田昌一博士を中心とした筆者を含む名古屋グループによる提案である(1962年，1963年)[1]．それは ν_e や ν_μ 自身が直接に質量をもつのではなく，これらは質量をもつ他の状態 ν_1, ν_2 の重ね合せの状態であるという考え方である．すなわち ν_e と ν_μ は

$$\begin{aligned}\nu_e &= \cos\theta\cdot\nu_1-\sin\theta\cdot\nu_2,\\ \nu_\mu &= \sin\theta\cdot\nu_1+\cos\theta\cdot\nu_2\end{aligned} \qquad (6)$$

で表わされる．ν_1, ν_2 が質量の固有状態にあり，“真のニュートリノ”(true neutrinos)とよばれるべき粒子であり，ν_e と ν_μ は単に弱い相互作用の形を定義するにすぎない状態であるという意味から“ウイークニュートリノ”(weak neutrinos)とわれわれは名付けた．このように他の粒子の重ね合せで表わされる状態は粒子混合の状態とよばれる．

この模型では今まで e^- と $\bar{\nu}_e$ を放出すると考えられていたベータ崩壊(1)は，実は(一般には異なる値の)質量をもつ $\bar{\nu}_1$ と $\bar{\nu}_2$ をそれぞれ放出する二つの崩壊様式の重ね合せであるということになる(図1)．ベータ崩壊を何故このように複雑な形におきかえたのか不思議に思われるかもしれない．それは素粒子の弱い相互作用全体に関する考察にもとづいたものであり，弱い相互作用を構成するカレントの構造にみられるレプトンと坂田模型の基本粒子(P, N, ラムダ粒子 Λ)との間の対称性に基礎をおいた考えである[1][2]．いまレプトンのカレントを(6)式を用いて書き直すと

$$\begin{aligned}j_{\text{レプトン}} &= (\bar{e}\nu_e)+(\bar{\mu}\nu_\mu)\\ &=\cos\theta(\bar{e}\nu_1)-\sin\theta(\bar{e}\nu_2)+\sin\theta(\bar{\mu}\nu_1)\\ &\quad+\cos\theta(\bar{\mu}\nu_2)\end{aligned} \qquad (7)$$

となる．ここで粒子記号はその粒子の場を指し，カレントの変換性，V(ベクトル)−A(擬ベクトル)，を示すディラック行列は省略してある．レプトンと基本粒子間の対称性

$$\nu_1\leftrightarrow P,\quad \nu_2\leftrightarrow P',\quad e^-\leftrightarrow N,\quad \mu^-\leftrightarrow \Lambda \qquad (8)$$

を満たすためには，基本粒子のカレントは次の構造

$$\begin{aligned}j_{\text{基本粒子}} &= \cos\theta(\bar{N}P)-\sin\theta(\bar{N}P')+\sin\theta(\bar{\Lambda}P)\\ &\quad+\cos\theta(\bar{\Lambda}P')\end{aligned} \qquad (9)$$

になっていなければならない．すなわちニュートリノが粒子混合状態であると考えることによって初めて，当時知られていた $(\bar{N}P)$ と $(\bar{\Lambda}P)$ カレントの相対的な大きさ $\cos\theta : \sin\theta$ が説明でき，同時に第4番目の基本粒子 P′ を導入することによりレプトンと基本粒子間の対称性が完成する．(6)式の P, N, Λ, P′ をそのままクォーク p, n, λ, p′(あるいは u, d, s, c)に読みかえれば現在のチャーム4元模型を定義するカレントになる．このようにニュートリノ混合理論は歴史的に第4番目の基本粒子であるチャーム(p′ あるいは c)の予見と密接に関係して提出されたものである[3]．

ニュートリノは中性粒子であるために，一般には2種類の粒子混合が理論的に可能である．上で説明したもの(6)は異なる種類のウイークニュートリノ(ν_e, ν_μ)にわたる粒子混合であり，この様式を〈第1種の混合〉とよぶ．これとは別に同じ種類のウイークニュートリノでもその粒子状態と反粒子状態にわたる混合様式が1957年に

PONTECORVO によって提出された[(4)]．例えば ν_e と $\bar{\nu}_e$ は，質量をもつ η_1 と η_2（ただし $\bar{\eta}_i=\eta_i$ の性質をもつマヨラナ粒子）の粒子混合として

$$(1/2)(1+\gamma_5)\nu_e = (1/2)(1+\gamma_5)\times[\cos\theta'\cdot\eta_1-\sin\theta'\cdot\eta_2],$$
$$\{(1/2)(1+\gamma_5)\nu_e\}^c = (1/2)(1-\gamma_5)\times[\sin\theta'\cdot\eta_1+\cos\theta'\cdot\eta_2] \qquad (10)$$

で表わされる．ここで γ_5 はカイラリティを定義するディラック行列である．第2式の左辺は全体に粒子-反粒子変換を行なったもので，この場合“粒子”状態（第1式）と“反粒子”状態（第2式）の違いはカイラリティが逆の関係にある粒子に対応する．この方式を〈第2種の混合〉とよぶ．

ここで一般に n 種類のニュートリノが存在する場合について新しいスキームの定式をまとめておこう．

（i）　質量をもつニュートリノ（true neutrinos）を

$$\nu_i = (\nu_1, \nu_2, \cdots, \nu_n) \qquad (11)$$

と書き，その質量を $m_1, m_2, \cdots, m_n$ とする．

（ii）　弱い相互作用を定義するニュートリノ（weak neutrinos）

$$\nu_\alpha = (\nu_e, \nu_\mu, \cdots, \nu_{\alpha n}) \qquad (12)$$

は一般に真のニュートリノ ν_i の粒子混合状態であり，両者の関係は

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^{n} U_{\alpha i}\nu_i \qquad (13)$$

で表わされる．ここで $U_{\alpha i}$ は n 行 n 列のユニタリー行列である．

以上は第1種混合の定義であるが第2種混合がこれと共存する場合には，(10)式で説明したように質量をもつ真のニュートリノの数は2倍の $2n$ 個存在することになる．

ニュートリノ振動の発生

新しい模型ではニュートリノが粒子混合状態であることから，ニュートリノ振動という新しい現象が生じる．いま簡単のために2種類のニュートリノによる第1種混合(6)の例で説明しよう．時刻 $t=0$ でおきた反応により例えば ν_e が作られたとする．この時点でのニュートリノ状態は

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle-\sin\theta|\nu_2\rangle \qquad (14)$$

である（図1）．この状態は時間が経つと，共通の位相を除いて

$$|\nu_e, t\rangle = \cos\theta\cdot e^{iE_1t/\hbar}|\nu_1\rangle-\sin\theta\cdot e^{iE_2t/\hbar}|\nu_2\rangle \qquad (15)$$

により変化する．$E_i\,(i=1,2)$ は ν_i のエネルギー $c\sqrt{p^2+m_i^2c^2}$ である．この状態における ν_e 成分は状態ベクトル $|\nu_e\rangle$(14)による射影

$$\langle\nu_e|\nu_e, t\rangle = \cos^2\theta\cdot e^{iE_1t/\hbar}+\sin^2\theta\cdot e^{iE_2t/\hbar} \qquad (16)$$

である．したがって時間 t の後に ν_e として観測される確率は

$$P(\nu_e\to\nu_e) = |\langle\nu_e|\nu_e, t\rangle|^2 = 1-\sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{\Delta}{2}\right) \qquad (17)$$

で与えられる．ここで Δ は $p\gg m_ic$ としたとき

$$\Delta \equiv (E_1-E_2)t/\hbar \simeq \frac{c^2(m_1^2-m_2^2)}{2p\hbar}ct \qquad (18)$$

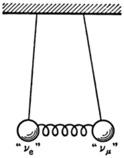


図2　“ν_e”と“ν_μ”の連成振動．

である．実用のために質量と運動量を電子ボルト[eV]単位で表わし，ニュートリノの走った距離 ct を L[m]で表わすと Δ の大きさとして

$$\Delta \simeq 2.53\,\delta m^2[\mathrm{eV}/c^2]^2\frac{L[\mathrm{m}]}{p[\mathrm{MeV}/c]} \qquad (19)$$

となる．$\delta m^2\equiv m_1^2-m_2^2$ である．状態(15)はさらに ν_μ の成分をも含む！ ν_μ 成分が観測される確率は同様な計算により

$$P(\nu_e\to\nu_\mu) = |\langle\nu_\mu|\nu_e, t\rangle|^2 = \sin^2(2\theta)\,\sin^2\left(\frac{\Delta}{2}\right) \qquad (20)$$

で与えられる．はじめ ν_e で作られたものが時間 t の後に ν_μ に変身するのは次の理由による．状態(15)は正規振動数が $E_1/\hbar$ と $E_2/\hbar$ であるような二つの（弱く結合した）連成振動子“ν_e”と“ν_μ”にアナロジーをとることができる（図2）．エネルギーのやりとりがあるために，最初一方の振動子“ν_e”だけが振動していても時間の経過と共に次第に“ν_e”振動は衰え“ν_μ”が振動を行なうようになり，その後再び振動は“ν_e”だけになる．以後この往復運動がくり返されることはよく知られた現象である．この“ν_e”と“ν_μ”の振幅が $|\langle\nu_e|\nu_e, t\rangle|$，$|\langle\nu_\mu|\nu_e, t\rangle|$ に対応すると考えればよい．以上のように，ニュートリノが（異なる質量の）粒子の混合状態であるときには，最初に ν_e が作られても時間の経過と共に ν_e 成分が減少するにつれ ν_μ 成分が生み出され，再び ν_μ 成分が減少して ν_e 成分が元に回復するというように，ν_e 状態と ν_μ 状態の間に1種の振動現象がおきる（図3）．これを“ニュートリノ振動”とよぶ．この振動の長さは，

$$\lambda = \frac{4\pi p\hbar}{c^2|\delta m^2|} \simeq 2.48\frac{p[\mathrm{MeV}/c]}{|\delta m^2[\mathrm{eV}/c^2]^2|}[\mathrm{m}] \qquad (21)$$

である．多種類のニュートリノの場合には多体連成振動を考えればよい．

図3からわかるようにニュートリノ振動が観測できる

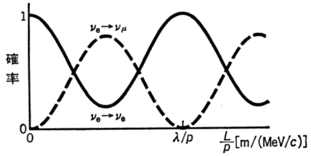


図 3　ニュートリノ振動(最初に ν_e が作られた場合).

条件はニュートリノ運動量 p と測定距離 L による. (17)式で $\Delta \ll 1$ (あるいは $L/p \ll (\delta m^2)^{-1}$) の場合には振動効果はみられない. 逆に $\Delta \gg 1$ の場合には, 運動量分布の僅かなひろがりに対しても(実際に ν ビームはモノクロではない) Δ は大きく変動するため振動の平均値を観測することになる. 一般に n 種のニュートリノの場合には(13)式から平均値は

$$\langle P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) \rangle = \sum_{i=1}^{n} |U_{\alpha i}|^4 \geq \frac{1}{n} \tag{22}$$

となる. 振動を直接観測するには $\Delta \simeq 1$ の領域で距離 L を連続的に変えて観測するのが理想的である.

太陽ニュートリノの謎

先に太陽から巨大な数のニュートリノが地球上にふり注いでいると述べたが, その大部分は地球をつき抜けてゆき, ごく僅かの部分しか吸収されない. 十数年以前から米国ブルックヘヴン国立研究所の DAVIS 教授を中心とするグループは, 太陽からのニュートリノを ^{37}Cl 原子核に吸収させ,

$$\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^- \tag{23}$$

の反応がおきる頻度を観測しつづけてきた. 地下の鉱道におかれた容器(約 39 万 l)につめた四塩化エチレン C_2Cl_4 の液体中で, 反応(23)の結果生じた ^{37}Ar を化学処理を経て検出し, 10^{36} 個の ^{37}Cl に対し毎秒あたりにおきる反応の数(この単位を SNU とよぶ)を求めるという骨の折れる観測である. この反応は“しきい値”が 0.816 MeV/c^2 であるために, 太陽内の核反応のうち $^8\mathrm{B} \to {}^8\mathrm{Be} + e^+ + \nu_e$ (E_ν は 0〜14 MeV/c^2 に分布)からの ν_e を最も多く吸収する. 太陽構造についての標準的なモデルによる理論計算では, 地表で反応(23)がおきる割合は, ニュートリノ振動がないとして

$$N_\nu(\text{理論値}) = 7.5 \pm 1.5\ \mathrm{SNU} \tag{24}$$

である[5]. ところが現在まで得られた観測値は

$$N_\nu(\text{観測値}) = 2.1 \pm 0.3\ \mathrm{SNU} \tag{25}$$

となっている[6]. 両者のくい違いは当初から問題にされてきたが, 双方の改善にもかかわらず不一致が残っている.

ところでこの不一致はもしニュートリノ振動が存在するならば, 最も簡単に説明される. 今の場合ニュートリノの平均運動量は約 5 MeV/c, 太陽と地球の平均距離は $L \simeq 1.5 \times 10^{11}$ m であるから, $L/p \simeq 10^{10}$ m/(MeV/c) である. したがって(19)式から, もし $\delta m^2 \gg (10^{-5}\ \mathrm{eV}/c^2)^2$ であれば $\Delta \gg 1$ となり, 太陽で生成した ν_e が地球上で ν_e として観測される割合は(22)式の $P(\nu_e \to \nu_e) \geq 1/n$ で与えられる. (24)式と(25)式からは

$$\frac{N_\nu(\text{観測値})}{N_\nu(\text{理論値})} \simeq \frac{1}{3} \tag{26}$$

である. もしこの違いがニュートリノ振動によるものとすれば, ニュートリノの種類が 3 以上であればよい. 現在少なくとも 3 種類の ν の存在が期待される((5)式をみよ)から, これが最も簡単な説明となる.

宇宙の平均質量密度の問題

もしニュートリノが質量をもつならば, 宇宙の構造にどのような影響を与えるであろうか. 現在の宇宙に存在する主要な粒子は光子(輻射), 核子(物質), 電子とニュートリノである. 電子は陽子と同数存在する. 重力子も一般には無視できないであろうが, 以下では一応考慮の外におくことにする. 現在標準的な“膨張宇宙”モデルによれば[7], 過去の高温時代には以上の粒子以外にも質量のずっと大きいありとあらゆる粒子が統計平衡を保ち存在していたが, 宇宙の膨張に伴い温度が下がるにつれて, 粒子と反粒子が消滅しあい, 残った粒子もさらに軽い粒子に崩壊して現在はほとんど姿を消してしまったのである.

宇宙の始原時代から生き残った光子は現在, 温度が 2.7 K に相当するプランク分布をなして存在することが観測されている. 有名な 2.7 K のバックグラウンド輻射である. これから得られる光子の個数密度は

$$n_\gamma = 2\int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}(e^{cp/kT}-1)^{-1} = 2\frac{\zeta(3)}{\pi^2}\left(\frac{kT}{c\hbar}\right)^3 \tag{27}$$

である. ここで $\zeta(3) \simeq 1.20$ である. $T = 2.7$ K では

$$n_\gamma \simeq 400\ \mathrm{cm}^{-3} \tag{28}$$

が得られる[8]. 輻射のエネルギー密度を光速度の自乗 c^2 で割って質量密度に相当する量を求めると

$$\rho_\gamma = \frac{\pi^2}{15}\frac{\hbar}{c}\left(\frac{kT}{c\hbar}\right)^4 \simeq 4.5 \times 10^{-34}\ \mathrm{g \cdot cm^{-3}} \tag{29}$$

となる. 数値は $T = 2.7$ K のときの大きさである. また核子についてはヘリウム核 ^{4}He の合成量から計算されて, その個数密度は光子数との比で

$$4 \cdot 10^{-11} \lesssim n_N/n_\gamma \lesssim 4 \cdot 10^{-8} \tag{30}$$

であり, 質量密度は

$$3\cdot10^{-32} \lesssim \rho_N \lesssim 3\cdot10^{-29}\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}} \tag{31}$$

と推定されている．同じく重陽子核 ^{2}D の合成量からは，$n_N/n_\gamma \lesssim 10^{-9}$，$\rho_N \lesssim 6\cdot10^{-31}\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}}$ である．ρ_N がこれ以上になると ^{2}D が壊されてしまい合成量が少くなりすぎる．したがって核子の質量密度は

$$\rho_N \simeq (10^{-32}\sim10^{-30})\mathrm{g\cdot cm^{-3}} \tag{32}$$

の範囲にあると考えられる(反核子はほとんど存在しない)[9]．電子の質量密度は ρ_N の約 10^{-3} 倍以下にすぎない．

さてニュートリノは宇宙の温度が 10^{10} K の段階で他の粒子(この段階では光子，e^-，e^+)との熱平衡からはずれ，その後はフェルミ-ディラック分布に凍結されたまま現在に至っている．途中で温度が約 10^9 K の段階で，e^+ が e^- と対消滅し，その消滅エネルギーが光子に与えられるために，輻射温度の方がニュートリノ温度 T_ν より $(11/4)^{1/3}\simeq1.40$ 倍だけ高くなっている[10]．したがって現在ニュートリノは $T_\nu\simeq(2.7\ \mathrm{K})/1.4\simeq1.9\ \mathrm{K}$ に相当する分布をしていると考えられ，その個数密度は

$$n_\nu = g_\nu\int\frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}(e^{cp/kT_\nu}+1)^{-1}$$
$$= g_\nu\frac{3}{4}\frac{\zeta(3)}{\pi^2}\left(\frac{kT_\nu}{c\hbar}\right)^3 \tag{33}$$

である．ここで g_ν はニュートリノの統計因子であり，例えば V－A 型の弱い相互作用で放出された 1 種類のニュートリノについては $g_\nu=2$ (ν と $\bar{\nu}$ 合わせて)である．ニュートリノが質量をもっていても凍結時の温度 T_D に対して $m_\nu c^2 \ll kT_D \simeq 1\ \mathrm{MeV}$ ($T_D\simeq10^{10}$ K)ならばこれでよい．$T_\nu=1.9$ K では

$$n_\nu \simeq (g_\nu/2)\times110\ \mathrm{cm^{-3}} \tag{34}$$

である．質量をもつニュートリノが多種類存在するときには，各々の質量を m_i と書くと全体の質量密度は

$$\rho_\nu \simeq \sum_i m_i(g_{\nu i}/2)\times110\ \mathrm{cm^{-3}} = \sum_i m_i\times110\ \mathrm{cm^{-3}} \tag{35}$$

となる．以上をまとめると現在の宇宙の質量密度は

$$\rho = \rho_\gamma+\rho_e+\rho_N+\rho_\nu \simeq \rho_N+\rho_\nu \tag{36}$$

と考えてよい．

現在の宇宙は上の質量密度 ρ で一様等方に拡がり，かつハッブルの法則により膨張しつつある球と考えられる．これらの質量が互いに重力で引き合いながら宇宙は膨張している．いま宇宙半径 R の球面上に位置する質量 m の星を考えると，それのもつ力学的エネルギーは

$$E = \frac{1}{2}mv^2-\frac{GmM}{R} \tag{37}$$

である．G は重力定数，M は全質量 $(4/3)\pi R^3\rho$，v は星 m の速度(膨張速度)でハッブル定数 H により半径 R と

$$v = HR \tag{38}$$

の関係にある．もし $E<0$ ならば重力エネルギーが運動エネルギーに勝ち宇宙はやがて膨張をやめ収縮に転ずる(閉じた宇宙)．逆に $E\geq0$ ならば宇宙は永久に膨張をつづける(開いた宇宙)．これら二つの宇宙像の境目は $E=0$ のとき，すなわち物質密度が $\rho=\rho_c$ (臨界密度)のときである．ρ_c は

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \simeq 4.7\times10^{-30}\left(\frac{h}{50}\right)^2\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}} \tag{39}$$

で与えられる．h はハッブル定数を

$$H = h\ \mathrm{km/sec/Mpc} \tag{40}$$

で表わした量である．1 Mpc＝326 万光年である．現在の観測では $h\simeq50\sim100$ と考えられている(直接観測から h の誤差をこれ以上小さくすることは大変難しいようである)．(32)式と(39)式とからは核子密度 ρ_N と ρ_c の比は，$h=50\sim100$ として

$$\rho_N/\rho_c \simeq 10^{-3}\sim10^{-1} \tag{41}$$

にすぎない．ρ と ρ_c の大小関係は宇宙の寿命や銀河集団の観測などから種々推定されているが，その結果は ρ/ρ_c が 10^{-3} から 2 ないし 4 までの範囲にわたっており宇宙が“閉じる”のか“開いている”のか確かな判定はまだついていないようである[9][10]．しかし仮に $\rho/\rho_c\simeq1$ であるならば宇宙の質量の大部分はニュートリノがになうことになる．(35)式と(39)式を等置すると，ニュートリノの質量和は

$$\sum_i m_i \simeq 4.3\times10^{-32}(h/50)^2\ \mathrm{g} = 24(h/50)^2\ \mathrm{eV}/c^2 \tag{42}$$

であればよい[11]．すなわちニュートリノ質量が電子質量 ($5\cdot10^5$ eV/c^2) の約 1 万分の 1 であっても宇宙質量の圧倒的部分がニュートリノによって占められ，もしそれ以上であれば宇宙はニュートリノの引力のために“閉じた宇宙”となる．なお(42)式の結果は各 m_i が $m_i\ll1$ MeV の条件のものであるが，質量がもっと大きいものについては約 2 GeV/c^2 以上ならば許されることが示されている[12]．重いニュートリノが軽い方のニュートリノに崩壊することまで考慮すると，この値は 10 MeV/c^2 まで下ることも指摘されている[13]．

銀河の“かくれた質量”の問題

宇宙全体とちがって個々の銀河ないし銀河集団についても，それらの質量分布が光を出さない部分(隠れた質量)によって大部分占められていることが以前から指摘されていた[14]．それは銀河系の力学的性質から推定される質量 M と絶対光度 L との比 M/L が，例えば太陽の $M_\odot/L_\odot$ に比べて数倍から数百倍も大きい値を示して



図 4　アンドロメダ星雲 M 31（ヘール天文台撮影）．ここにも隠れた質量の存在が指摘されている．

いることである．もしこれらの銀河系が太陽と同じ性質の星で構成されているとすると，その質量の大部分が説明できないことになる．隠れた質量の存在は最初銀河集団について指摘されたが，その後個々の銀河についても指摘されている．それは銀河に属する星の速度分布が，光を出している星の集団だけからはどうしても力学的に説明され難いことによる．アンドロメダ星雲（図 4）やわれわれの銀河についてもこのような隠れた質量の存在が指摘されている[15]．この隠れた質量部分は銀河ハローとよばれて，光を出す星の領域の数倍から 10 倍の外側まで拡がっており，銀河の全質量の 80～90% をになっている（図 5）．すなわち 1 銀河についても隠れた質量が“見える質量”の数倍から 10 倍程度存在する．

隠れた質量の実体が何であるかはまだよくわかっていない．それは少なくとも核反応を行なわない物質であり，例えば終末期の星（白色矮星，中性子星，ブラックホールなど）の可能性も否定しきれない．しかし最も簡単な可能性はやはり質量をもつニュートリノ（の雲）であろう．ではニュートリノの雲が存在するためには，ニュートリノ質量はどの程度の大きさが要求されるであろうか[16]．前に述べたように宇宙初期から生き残ったニュートリノは温度 $T_\nu=1.9\,\mathrm{K}$ に相当するフェルミ-ディラック分布をしている．これが何らかの原因で局所的に集まったときの速度分布はマクスウェル分布に従い，その分布の最大値は元のフェルミ-ディラック分布の最大値より一般に小さいはずである．これを条件式で書くと i 番目の種類のニュートリノについて

$$\rho_i\frac{1}{m_i^4}\frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}}<\frac{g_i}{(2\pi\hbar)^3}\cdot\frac{1}{2} \tag{43}$$

表 1　隠れた質量から推定される m_ν（本文中）の下限値[16]．

	σ/100 km·sec^{-1}	R/1 kpc	$m_\nu>$(eV/c^2)
銀河集団	10	250(50/h)	4.3(h/50)$^{1/2}$
連銀河	1	100(50/h)	12(h/50)$^{1/2}$
銀河ハロー	1.5	20	24

ニュートリノ	質量値	発表年
$\bar\nu_e$	<35 eV/c^2	1976
$\nu_\mu(\bar\nu_\mu)$	<0.57 MeV/c^2	1978
$\nu_\tau(\bar\nu_\tau)$	<250 MeV/c^2	1979

表 2　ウイークニュートリノの質量の測定値．（粒子混合の場合の説明は本文を参照）

となる．g_i は ν_i の統計因子，ρ_i は ν_i の質量密度，σ は一方向の速度の自乗平均（速度分散）である．これから

$$g_i m_i^4>2(2\pi)^{3/2}\left(\frac{\hbar}{\sigma}\right)^3\rho_i \tag{44}$$

を得る．全ニュートリノの質量密度は $\rho_\nu=\sum_i\rho_i$ である．そして全質量は雲（球とする）の半径を R とすると

$$M=(4/3)\pi R^3\rho_\nu\quad(\rho_\nu=\sum_i\rho_i) \tag{45}$$

である．ところでこれらの粒子が互いに引力を及ぼし合い，遠心力と釣り合って重力安定になるためには

$$\frac{GM}{R^2}=\frac{\bar{v}^2}{R}=\frac{3\sigma^2}{R} \tag{46}$$

を満たさねばならない．(44)～(46) 式から質量に対して

$$\sum_i\frac{g_i}{2}m_i^4>\frac{9}{2}\sqrt{2\pi}\frac{\hbar^3}{\sigma GR^2} \tag{47}$$

を得る．左辺の 4 乗根を記号として m_ν と書くと，その数値的な大きさは

$$m_\nu\equiv\left[\sum_i\frac{g_i}{2}m_i^4\right]^{1/4}>(100\,\mathrm{eV}/c^2)\times\left[2.1\times\frac{100\,\mathrm{km\cdot sec^{-1}}}{\sigma}\right]^{1/4}\left[\frac{1\,\mathrm{kpc}}{R}\right]^{1/2} \tag{48}$$

である．銀河集団や銀河についての σ，R の観測値と m_ν の下限値をまとめて表 1 に示す．表中の h はハッブル定数の大きさを表わす量 (40) である．この表の m_ν や (42) 式の左辺は必ずしも単一種類のニュートリノの質量を指すものではないが，両者の値が大体同じ程度の大きさであることは注目に値しよう．最近ではニュートリノが局所的に集合するメカニズムについても考察されており，そこでも質量について以上と同程度の大きさが必要であることが示されている[17]．

以上で宇宙や銀河系の主として質量の問題について述べてきたが，ニュートリノの種類の数についての議論もなされている[18]．ニュートリノの種類が多くなるとその統計因子が大きくなり密度が増大する（(33) 式をみよ）．このために宇宙の膨張が速められて，中性子の数があまり減らないうちに（中性子は放っておくとベータ崩壊を

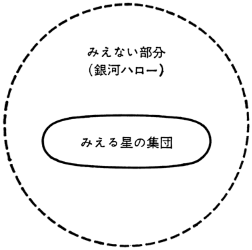


図 5 銀河の構造の概念図.

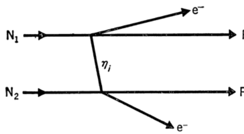


図 6 ニューリノトの出ないダブル・ベータ崩壊.

して陽子に変わる) ^{4}He 合成が進むために, ^{4}He の量が多くなりすぎる. 現在の ^{4}He 量から逆算してニュートリノの種類の上限値を求めた結果によると, ν_e と ν_μ を含めて 7 種類を越えないことが示されている. 最近の改定版によると上限値はもっと少なくて 3 ないし 4 種類の程度ということである.

地上の実験によるテスト

ニュートリノの質量は零という理論家の“偏見”にもかかわらず, 実は質量の測定実験は長いあいだ執ように続けられてきている. これらの測定は粒子混合がなく単独のウイークニュートリノが放出されたとして, 崩壊のエネルギー分布から質量をもとめる方法である. 今までに得られた結果を簡単に表 2 にまとめる. ニュートリノが粒子混合である場合には, 測定値は関係する真のニュートリノの各質量にそれぞれの放出確率をかけて荷重平均をとった量とみなしてよいであろう. ところが 1980 年に入って, 表 2 に示した $\bar{\nu}_e$ 質量の上限値を出していた同じ実験グループ(ソ連, I.T.E.P.)は測定をその後も続けた結果

$$14 \leq m(\bar{\nu}_e) \leq 46 \text{ eV}/c^2 \tag{49}$$

を得たという報告をした[19]. 初めて m_ν の下限値が出たわけであるが, 解析方法にいくつかの疑問も出されており今後の追証が望まれる.

ニュートリノ振動の効果の実験も 1980 年になって意識的に行なわれ始めた. カリフォルニア大学の REINES 教授のグループは原子炉から出てくる $\bar{\nu}_e$ を炉心から 11.2 m 離れたところで重陽子に吸収させ, 次の反応

$$\bar{\nu}_e + D \rightarrow N + N + e^+ \tag{50}$$

の頻度を解析した. 反応は予想より少なくて

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 0.38 \pm 0.21, \text{ あるいは } 0.41 \pm 0.22 \tag{51}$$

を得た. 二つの値は原子炉ニュートリノのエネルギー分布の評価の違いを反映するものであるが, いずれも $\bar{\nu}_e$ 成分の減少効果が存在することを示している. この結果を(17)式のように 2 種類のニュートリノの振動によるものとすると

$$0.5 \leq \sin^2(2\theta) \leq 0.8 \ (32° > \theta > 22°), \tag{52}$$

$$0.7 \leq |m_1^2 - m_2^2| \leq 1.0 \ (\text{eV}/c^2)^2 \tag{53}$$

となると結論している[20]. しかしこの実験に対しても原子炉ニュートリノの分布の評価や反応(50)の解析について疑問が出されている. グルノーブル(フランス)の原子炉ニュートリノを ^{3}He に吸収させる実験では $|m_1^2 - m_2^2|$ の下限値は零でもよく, REINES 教授らの結果とは矛盾する報告が出ている[21].

第 2 種混合(10)では $\bar{\eta}_i = \eta_i$ という性質のために, これらの質量が零でないとき, 一般にレプトン数の保存則を破る現象がおきる. このような現象の唯一の直接テストはダブル・ベータ崩壊である. 原子核の中で 2 個の中性子が $2e^-$ を放出して 2 個の陽子に転化する現象である. もし第 2 種混合がなければ必ず 2 個の $\bar{\nu}_e$ が同時に放出されるが, 第 2 種混合では $\bar{\eta}_i = \eta_i$ であり, かつ質量をもつと $2\bar{\nu}_e$ の出ない崩壊が可能となる(図 6). 現在までなされたほとんどの実験では $2\bar{\nu}_e$ が放出されることを支持している. しかし唯一の間接的なデータとして ^{128}Te $\rightarrow ^{128}$Xe と ^{130}Te$\rightarrow ^{130}$Xe との遷移確率の比が $2\bar{\nu}_e$ の“出る”場合と“出ない”場合の中間の値を示している. これが先のマヨラナ粒子 η によるものとして計算すると

$$m_\eta \lesssim 200 \text{ eV}/c^2 \text{ あるいは } \gtrsim 4 \text{ GeV}/c^2 \tag{54}$$

であることが示されている[22].

ニュートリノの問題は以上に示したように素粒子のスキームの問題から, 高・低エネルギーの素粒子・原子核反応, さらに宇宙の構造に至るまで広い分野においてその基本的問題に関わっている. 現在のところ最後の節でふれたように, ニュートリノの質量を示唆する若干の実験報告があったが, それらはまだ一般に受け容れられるほど確かな証拠とはいい難いようである. しかしニュートリノの質量は素粒子の相互作用に対するゲージ理論の枠組からいっても, その存在を否定する根拠は全くないし, ここでは詳しくふれられなかったが最近の実験に触

発されて，統一ゲージ模型にもとづいたニュートリノ質量の“計算”がすでに種々試みられている．一般に統一ゲージ模型では先にふれた第1種と第2種混合が共存する形で現われる[23]．一つの試みでは第2種混合(10)のη_1の質量を約1 eV/c^2にするとη_2の質量は10^6 GeV/c^2となることが示されている．この試みではニュートリノの混合角θが基本粒子カレントに現われる角度因子の角度と一致する((7)式と(9)式をみよ)結果が得られ，最初にわれわれが提出したモデルを結果的に再現することになっている[24]．いずれにしてもニュートリノの質量や混合角が実際どのような大きさであるかは今後の実験の進展に待たねばならない[25]．80年の10月にウイスコンシンで開催された“ニュートリノの質量に関するコンファレンス”に筆者も出席する機会を得たが，そこでの40を越す講演のうち計画中の実験や，新しい実験の提案に関するものが大部分を占めた．ニュートリノの実体に迫る本格的な実験的・理論的研究が今ようやく始まったというべきであろう．

文　　献

(1) Z. Maki, M. Nakagawa & S. Sakata: Prog. Theor. Phys., **28**, 870 (1962); M. Nakagawa, H. Okonogi, S. Sakata & A. Toyoda: Prog. Theor. Phys., **30**, 727 (1963); 中川昌美・豊田彰: 素粒子論研究, **29**, 119 (1964)
(2) Y. Katayama et al.: Prog. Theor. Phys., **28**, 675 (1962)
(3) 次の解説を参照. 中川昌美: 科学, **45**, 87 (1975); 小川・沢田・中川: 素粒子の複合模型, 物理学選書, 岩波書店 (1980)
(4) B. Pontecorvo: JETP, **33**, 549 (1957); **34**, 247 (1958)
(5) 杉本大一郎: 科学, **44**, 544 (1974); J. N. Bahcall: Rev. Mod. Phys., **50**, 881(1978); 'Neutrino Mass' Conf. Wisconsin(Oct. 1980) での報告. J. N. Bahcall et al.: Phys. Rev. Lett., **45**, 945 (1980)
(6) R. Davis: 'Neutrino Mass' Conf. Wisconsin(Oct. 1980) での報告.
(7) たとえば, 岩波講座, 現代物理学の基礎, 第12巻, 林忠四郎・早川幸男編, 宇宙物理学 (1973) を参照.
(8) たとえば, G. Steigman: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **29**, 313 (1979)
(9) たとえば, D. N. Schramm & R. V. Wagoner: Ann. Rev. Nucl. Sci., **27**, 37 (1977)
(10) たとえば, S. Weinberg: Gravitation and Cosmology, John Wiley & Sons (1972), Ch. 15 を参照.
(11) R. Cowsik & J. McClelland: Phys. Rev. Lett., **29**, 669 (1972).
(12) B. Lee & S. Weinberg: Phys. Rev. Lett., **39**, 165(1977)
(13) K. Sato & M. Kobayashi: Prog. Theor. Phys., **58**, 1775 (1977); S. Miyama & K. Sato: Prog. Theor. Phys., **60**, 1703 (1978)
(14) たとえば, N. A. Bahcall: Ann. Rev. Astron. Astroph., **15**, 505 (1977)
(15) たとえば, 村井忠之・祖父江義明: 日本物理学会誌, **35**, 886 (1980) の解説を参照.
(16) S. Tremaine & J. E. Gunn: Phys. Rev. Lett., **42**, 407 (1979)
(17) J. R. Bond et al.: Phys. Rev. Lett., **45**, 1980 (1980); 佐藤文隆・高原文郎: 素粒子論研究, **62**, 38 (1980)
(18) G. Steigman et al.: Phys. Letters, **66B**, 202 (1977); J. Yang et al.: Astph. J., **227**, 697 (1979); S. L. Shapiro et al.: Phys. Rev. Lett., **45**, 669 (1980)
(19) V. A. Lyubimov et al.: Phys. Letters, **94B**, 266 (1980)
(20) F. Reines et al.: Phys. Rev. Lett., **45**, 1307 (1980)
(21) F. Boehm et al.: Phys. Letters, **97B**, 310 (1980)
(22) P. Rosen: 'Neutrino Mass' Conf. Wisconsin(Oct. 1980) での報告.
(23) 吉村太彦: 素粒子論研究, **62**, 27 (1980) の解説を参照.
(24) E. Witten: Phys. Letters, **91B**, 81(1980); T. Yanagida & M. Yoshimura: Phys. Rev. Lett., **45**, 71 (1980)
(25) 現象論のまとめとして Proc. of Neutrino Mass Miniconference Wisconsin (Oot. 2-4, 1980), Ed. by V. Barger and D. Cline での報告を参照.

12 モノポールは夢か現実か？

風 間 洋 一

電気と磁気，それらはわれわれの日常生活の中のほとんどすべての現象を支配している基本的な力である．そしてそれらは，一方の変化がもう一方をひきおこすという法則を通じて一体不可分の実在をなしている．しかしまた，われわれはそこに奇妙な非対称性の存在することも知っている．われわれの辞書には，電流という言葉はあっても磁流という言葉はなく，また磁石と戯れたことはあっても電石に遭遇したことはない．そしてこうした諸々のアンバランスは，ひとえにわれわれの世界におけるモノポール(単磁極または磁気単極子)の不在によって生じているのである．古典電磁気学のあの美しいマックスウェルの基礎方程式を眺めるとき，モノポールの欠落は，神の不可解な手落ちにさえ想える．

さてそれでは翻って，モノポールの存在は電磁気の基本方程式を美しく完全にするというにとどまるのであろうか．古典物理学を越えて量子論の世界に入るとき，この問は深遠な意味を帯びてくる．1931年，イギリスのDIRACはモノポールの周りの荷電粒子の運動の考察を行なった．彼がまず着目したのは，モノポールのつくる放射状の場を電磁気学の処方に従って記述しようとすると，必ず無限に細く長いひも状の磁場がモノポールの尻尾のように付随して出てくるということであった(ディラックのひもと呼ばれる)．このひもが実はみかけだけの非物理的なものであることはすぐに推察されるのであるが，DIRACは，実際にモノポールの周りの荷電粒子に対してこのひもが何の影響も及ぼさないという量子力学的条件式を書き下すことによって驚くべき結論を得た．“モノポールが存在すれば，電荷には最小単位があって，すべての荷電粒子は必ずその整数倍の電荷しかもちえない(荷電の量子化)”．これはわれわれの知見と完全に一致している．こうしてモノポールの存在は単なる審美的願望を越えて，荷電の量子化という基本的観測事実を説明するための希求となったわけである．

当然，モノポール狩りがさまざまな工夫を凝らして行なわれた．モノポールが束縛されていそうな物質は虱潰しに調べられた．鉄塊，磁石，南極の岩石，海底の岩，隕石，月の岩石等々．また無論のこと，宇宙線中のモノポール探しも種々の形で行なわれた．しかしながら，モノポールはどこにも発見されなかった．

一方，また理論的考察も大きな壁に突き当たった．ミュー中間子の異常磁気能率の超高精度な観測との一致をはじめとする数々の輝かしい成功を収めてきた電磁場の量子論の枠組みの中にモノポールを導入しようとすると，いちじるしい困難を伴うのである．こうした状態はDIRACの論文以後40年余にわたって続いた．その間，素粒子物理学は着々と発展を続け，1970年代の初頭までには，電磁および弱い相互作用を統一的に記述する“ワインバーグ-サラム理論”，さらには強い相互作用の基本理論としての“量子色力学理論”が，電磁場の量子論の美しい拡張であるところのヤン-ミルズ場の理論に基づいて構築されるに至った．モノポールの理論はそれらの発展を横目に，なんらその困難を打開できずに沈滞していたわけである．このことは，モノポールがやはり“幻”の粒子であることを示唆しているのであろうか．

1974年，モノポールの物理学にとって画期的な発見がオランダの’tHOOFT，およびソ連のPOLYAKOVによって独立になされた．彼らは，ワインバーグ-サラムの理論に類似したヤン-ミルズ場の一つのモデル理論の基礎方程式の解として，空間的拡がりと有限な質量をもち，しかも遠方ではまさしくDIRACのモノポールの性質を示すようなものがあることをみつけたのである．そしてそのようなモノポール解は，その位相幾何学的性質のために安定であって，しかもある一定の条件を満たすヤン-ミルズ場の理論には必ず存在せねばならぬということがまもなく明らかになった．すなわち，この発見によってモノポールと場の量子論との軋轢が解消されたばかりでなく，逆に場の理論によってモノポールの存在が強要されるという逆転劇がおこったのである．

このことは概念的発展にとどまらなかった．'tHOOFT らの発見とほとんど同じ時期に提唱された，強，弱，電磁相互作用のすべてを統一的に記述する，いわゆる大統一理論は，上に述べた一定の条件を満たしており，陽子質量の 10^{16} 倍(約 10^{-8} グラム)ほどの質量をもったモノポールの存在を予言するのである．無論，このような途方もない質量をもった粒子は加速器ではとうてい作ることはできないが，膨張宇宙論によれば，宇宙初期には十分可能であって，実際宇宙の相転移に伴って莫大な量のモノポールが生成されてしまい，従来の膨張宇宙論はそのために変更を迫られるという事態にまで至った．こうしてモノポールは俄然現実味を帯びてきたのである．

さらにごく最近，ソ連の RUBAKOV によって，モノポールが予期せぬ現象をひきおこすことが指摘された．彼の解析によれば，モノポールは単なる磁荷をもった粒子などという単純なものではなく，量子論的効果を取り入れて考えると，その周りに電子やクォークなどの軽いフェルミ粒子の雲を伴っていて，かつその雲の奇妙な性質のためにモノポール近辺の陽子は不安定となり，10^{-23} 秒という極微な時間内に崩壊して，最終的に電子やニュートリノや光子に変わってしまうというのである．実はモノポールの存在を予言する当の大統一理論は，すでに提唱された当初より全く別の機構による陽子の崩壊を予言しており，それに基づいた実験が日本も含めて世界各地で進行中であるが，RUBAKOV の指摘はこれらの実験にも思わぬ衝撃を与える可能性を秘めている．すなわち，もし地球表面に十分な数のモノポールが降り注いでいるならば，それらの実験はつまるところモノポールの観測をしていることにもなりかねないのである．

では，モノポールは実際，地球上に降り注いでいるのであろうか．前に述べたように，幾多の実験は否定的な結果を与えてきた．ところが 82 年 2 月，奇しくも聖バレンタインの日，アメリカの CABRERA はついにモノポールを 1 個捉えたと報告したのである(科学，**52**，438(1982)参照))．CABRERA の実験の原理は簡明なもので，超電導状態のコイルを，ジョゼフソン効果を用いた超高感度の電流計に接続しておいて，モノポールがコイル中を通過することによって誘起される一定量の微弱な永久電流を測定するというものである．もし CABRERA の捉えたものがほんとうにモノポールであったならば，先ほどの，陽子崩壊実験に関する憂慮とも期待ともつかぬものは現実となりうる．当然，CABRERA の実験結果の真偽が重大な問題となる．ここにおいてまた宇宙物理学が登場する．

82 年の夏ごろ，アメリカの KOLB らは，もしモノポールが宇宙に一定量以上飛びかっていると仮定すると，それらが中性子星に衝突する際に RUBAKOV が指摘した陽子崩壊機構によって多大の光子を放出し，中性子星の X 線放射量の観測事実と抵触してしまうことを指摘した．この考察から演繹されるモノポールの地球表面での入射量の上限は，CABRERA の報告しているそれより 12 桁も小さく，KOLB らの解析が何らかの未知の理由によってよほどはずれていないかぎり，CABRERA の報告の信憑性は極めて薄くなり，モノポールはまたしてもわれわれにとっては幻の粒子と化してしまう．

われわれは電気と磁気の奇妙な非対称性から出発して，一方では宇宙論に，また一方では 10^{-23} 秒という極微の世界の理論に導かれた．そしてそれに至る歴史はまさに，モノポールの存在にとって夢と現実の狭間を揺動する歴史であった．われわれはいまだそのゆきつく先を知らない．しかしモノポールは，その尽きせぬ魔性によってわれわれを魅了し，実験に，また理論的考察に，われわれを駆りたて続けてゆくであろう．折りしも今年は，世界各地から精度のよい陽子崩壊実験の結果が出始めることが期待され，また CABRERA の実験に刺激されて幾多の新しいモノポール探しの実験が計画着手されている年である．果たして 1 年後，モノポールはいぜんとして夢と現実の間をさまよっているであろうか．

(Yoichi KAZAMA，京都大学理学部)

13　注目浴びる超対称性理論

井　上　研　三

素粒子論の発展の中で対称性の果してきた役割は極めて大きい．それは陽子や中性子の間の核力における $SU(2)$ のアイソスピン対称性に始まる．その後 Λ 粒子などのストレンジ粒子の発見を契機に認識された $SU(3)$ 対称性は，これら強い相互作用をする粒子(ハドロン)を構成するより基本的な構成子としてクォークの存在の認識へと導いていった．これらの対称性は理論の代数的構造だけを反映したもので，大局的対称性といわれる．

素粒子論の一大転機は新たな形態の対称性の導入を通しておこった．それは局所対称性あるいはゲージ対称性といわれるもので，理論の力学的構造をも規定する対称性である．GLASHOW-SALAM-WEINBERG の弱・電磁相互作用の統一理論における $SU(2)\times U(1)$ ゲージ対称性およびクォークの強い相互作用を支配する量子色力学(QCD)の $SU(3)$ ゲージ対称性がそれである．この $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ ゲージ理論により素粒子論は1970年代に飛躍的進展をし，また実験的にもその正当性が確立されたことはすでによく知られていることであろう．

超対称性(supersymmetry)はこの対称性の概念をさらにおし進める試みの中から生まれてきた．それは従来のようなスピンが同じ粒子の間の変換に対する対称性ではなく，スピンが1/2異なった粒子間，すなわちボソンとフェルミオンの間の変換に対する対称性である．1974年の WESS と ZUMINO による先駆的仕事以来この超対称性はその理論構造の美しさのゆえに大きく注目を浴び，その後の研究を通してそれが極めて重要と思われる特筆すべき内容を含んでいることが明らかとなった．例えばこの対称性をもっている理論をそうでない理論と比較すると，よく知られている場の理論の高次効果における発散の問題が大幅に改善され，実際ある種の理論では発散が一切現われないことも知られている．もう一つ衝撃的なことは，この超対称性を局所対称性にまでもち上げようとすると，必然的に理論の中に重力相互作用が登場してくることである．それは重力相互作用まで含めた統一理論という素粒子論の長年の大目標に向けて大きく展望を開くものであり，また発散のマイルド化の機構は従来知られていた重力理論のもつきびしい発散の困難をも救ってくれるのではないかという期待を抱かせるに至った．

このように超対称性が素粒子物理学に与えた衝撃は強いものであったが，しかしそれの自然法則の中での実現は，われわれが現在あるいは近い将来に実験的に検証可能なエネルギー領域(10^2～10^3 GeV)よりずっと先のこととして，純粋に理論的興味あるいは理論的整合性に関わった問題として考えられてきた．ところが近年になって事態が急変したのである．

先に述べたように70年代における理論・実験双方の画期的進展により，10^2 GeV のオーダー以下のエネルギー領域の物理を支配する力学として $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ ゲージ理論が確定的なものとなったのであるが，ではそれは 10^2 GeV より上のどれくらいのエネルギー領域まで適用可能なのか，あるいは高エネルギー領域においてどのような修正が要求されるのかが問題となる．他方この $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ のゲージ理論をもっと強いゲージ原理によって統一しようとする大統一理論が1974年に GEORGI と GLASHOW によって提唱され，その後の多くの研究者による精力的な研究を通して，自然界の基本構成子の存在形態およびその相互作用の統一的解明という観点において極めて魅力的かつ説得力のある理論体系へと成長していった．

この大統一理論によると，少なくとも 10^{15} GeV という超高エネルギー領域まで $SU(3)\times SU(2)\times$

$\times U(1)$ゲージ理論が何らかの形で力学を支配していなければならないことになる．10^2 GeV の領域の力学として生まれた理論の適用領域を 10^{15} GeV のところまでいかにして拡げるかという“ゲージ階層性”の問題が統一ゲージ理論の理論的整合性に関わる重要問題となり，70 年代後半から 80 年代初頭にかけていろいろな可能性が追究された．その結果たどりついたのが超対称性をもったゲージ理論であった．超対称性のもつ発散のマイルド化という機構がこの問題の解決に大きく力を発揮することが認識されたのである．

超対称性は従来知られているすべての粒子に対応して新しい粒子(スーパーパートナー)の存在を要求する．すなわちスピン 1/2 のクォークやレプトンに対してスピンが 0 のスカラークォークやスカラーレプトンが，またスピン 1 の光子，$W^{\pm}$ 粒子，Z^0 粒子，グルーオンといったいわゆるゲージ粒子に対してスピン 1/2 のフォティーノ，ウィーノ，ズィーノ，グルィーノといった粒子が存在しなければならない．現在の理論の不完全さのためこれらスーパーパートナーの質量を一意的に決定することはできないが，しかしゲージ階層性の問題の解決としての超対称性の機能を保持するためには，それらの質量はたかだか 10^2〜10^3 GeV でなければならない．とすると，現在実験可能なエネルギー領域においてすでにその片鱗がみえているかもしれないということになる．

ここにふってわいたのが CERN (ヨーロッパ共同原子核研究所)の SPS(Super Proton Synchrotron)の実験である．陽子と反陽子をそれぞれ 300 GeV 程度まで加速し，正面衝突させていろいろと新しい粒子を作ろうという実験で，すでに $W^{\pm}$ 粒子や Z^0 粒子を発見し，また 6 番目のクォーク(トップクォーク)の生成と思われる反応例もいくつか発見して話題となったが，それとともに他にもいくつかの“異常現象”を観測している．この異常現象が超対称性と関係しているのではないかと期待されているのである．

これらの異常現象は最初 83 年の実験の解析の結果として 84 年に発表されたが，それが単に統計的ふらつきによるものなのかそれとも真に“異常現象”であるのかを確かめるため，84 年に統計精度を上げた実験が行なわれた．この追試により，先の実験でみられたある種の現象は新たな反応例を得ることはできなかったのであるが，超対称性とからんで問題となっているもう一つの現象，いわゆるジェット現象がはたして生き残るかどうか注目の的となっている．これは入射ビームに垂直な方向に大きな運動量をもったハドロンのジェットが生成され，垂直方向の運動量のつり合いが大きく破れている現象で，観測にかからない電気的に中性でほとんど相互作用をしない粒子が運動量をもち逃げしているためと考えられる．このような現象は，スーパーパートナー(例えばスカラークォークあるいはグルィーノ)が生成されそれが中性粒子(例えばフォティーノ)を含んだ粒子群に崩壊したと考えることによって自然に理解できる．

83 年の実験でこのような現象が 6 例ほど観測されている．84 年の実験結果の正式発表はまだなされていないが，伝え聞くところによるとそのような“異常”な反応例の生のデータが 100 例近くたまっているらしい．しかしこの中には“正常”な現象がいろんな要因でたまたま“異常”にみえるいわゆるバックグラウンドが含まれており，それがどれくらいになるのかいま分析がなされているところだと聞く．

この SPS の実験に加えて，ここ数年のうちに日本の TRISTAN を含めて世界でいくつかの高エネルギー加速器がつぎつぎと実験を開始する．これらの実験は電子および陽電子を加速して正面衝突させるものであり，SPS の陽子・反陽子衝突実験に比べてバックグラウンドの少ない，きれいな実験データを出しうるものと見込まれている．超対称性が期待通りの形で自然界に実現されているかどうか，今まさに正念場である．

(Kenzo Inoue，九州大学理学部)

14　素粒子論と重力理論の統一をめざして

——ゲージ理論と超統一理論——

藤　井　保　憲*

素粒子の理論と重力理論の統一をめざす試みが活発である．この背後にある理論的推進力はゲージ原理の考え方で，その起源は半世紀以上前のワイルの統一場理論にさかのぼる．ここでは，どのような背景が新しい統一理論を復活させたか，その問題点は何かをさぐる．

現在の素粒子論によると，微視的な自然界を支配する基本的な力，または相互作用は3種類ある．電磁的，弱，および強相互作用がそれである．これらに関する分析が煮つまった結果，以上の相互作用はいずれもゲージ理論という理論形式によって記述されることが明らかになった[1]．さらに，初めの二つは実は電磁・弱相互作用という一つの理論に統一されることも判明した．これがグラショー-サラム-ワインバーグの理論であり，今では実験的にもほぼ確立されたといってよい．1979年のノーベル物理学賞はこの3人に贈られた．

統一理論というのは理論物理学の一つの理想であり，もう一つの力，強い相互作用をも統一する理論を作ろうとする気運が高まってきたのは当然のなりゆきである．三つの力を統一する理論として予期されているものには"大統一理論"(grand unified theory, GUT) という名が与えられている．

以上は微視的な物理法則の統一についてであったが，これに重力を加え，自然界のすべての基本的な力を統一しようとする野心的な企てもあり，"超統一理論"(super unification) と呼ばれている．重力を含む統一理論としては今から半世紀以上も前のワイルの統一場理論の名が広く知られている．WEYL はアインシュタインの一般相対論を拡張し，重力場と電磁場を時空の幾何学の中に統一しようとした．この試みは当時としては失敗であったにもかかわらず，現在のゲージ理論の出発点であり，その精神は現在の統一理論の中に生きている．

この稿ではゲージ理論のそもそもの発端から出発して，その発展の歴史をふり返り，現在なぜ超統一理論がいわば復活したかを考える．次に，その現状を超重力理論を中心として紹介し，最後に重力定数をめぐって解決を待つ問題について筆者の考えを述べてみたい．

* Yasunori FUJII　東京大学教養学部物理学教室

ワイルの理論

アインシュタインの一般相対論によれば，時空は重力のために曲がったリーマン時空である．この理論を構成する幾何学的な道具立ての中で特に〈接続〉という概念に注目しよう．これはベクトルの平行移動に関するもので，曲がった空間において場の微分をうまく定義する際に必要となる．そもそも曲がった空間には全空間にわたって通用する大域的な平行性の概念は存在しない(図1)．しかし局所的には，つまり非常に接近した2点に限れば平行性に意味を与えることができる．

曲がった空間では各点ごとにちがった座標系が設けられている．点 x^μ における座標系に射影したら $V_\mu(x)$ という成分をもつベクトルを，点 $x^\mu+\mathrm{d}x^\mu$ における座標系に射影する．これが点 x^μ におけるベクトルを点 $x^\mu+\mathrm{d}x^\mu$ に平行移動することの意味である．これによって成分の値は

$$\delta V_\mu(x)=\Gamma^\lambda{}_{\mu\nu}(x)V_\lambda(x)\mathrm{d}x^\nu \qquad (1)$$

だけ変わるとする(図2)．このとき $\Gamma^\lambda{}_{\mu\nu}$ を"接続"，または"接続場"と呼ぶ．これを決定するには幾何学のもっと詳しい性質を規定しなければならない．リーマン幾何学では，ベクトルの長さは平行移動によって変わらないという条件をつける．こうすると

$$\Gamma^\lambda{}_{\mu\nu}=\frac{1}{2}g^{\lambda\rho}\left(\frac{\partial g_{\rho\nu}}{\partial x^\mu}+\frac{\partial g_{\rho\mu}}{\partial x^\nu}-\frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\rho}\right) \qquad (2)$$

というおなじみの型が得られる．ただし，二つの

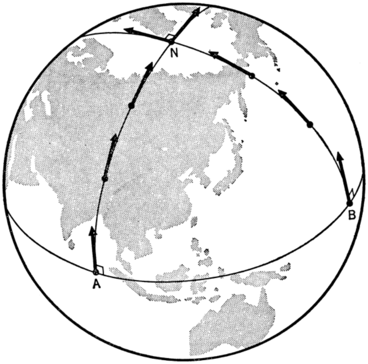


図 1 曲がった空間には大域的な平行概念は存在しない． 曲がった空間，または曲面の例として球面を考えてみよう．球面上に直線は引けないが，それに代わるのが測地線，または大円である．一つの大円上の接線はすべて互いに平行である．また接線に一定の角(たとえば直角)をなすベクトルも，すべて互いに平行である．赤道上で東経 90° の点Aと，同じく東経 180° の点Bで真北を向いた二つのベクトルは互いに平行である(赤道は大円である)．これらを，それぞれの子午線に沿って北に平行移動すると，北極では互いに直角をなす．

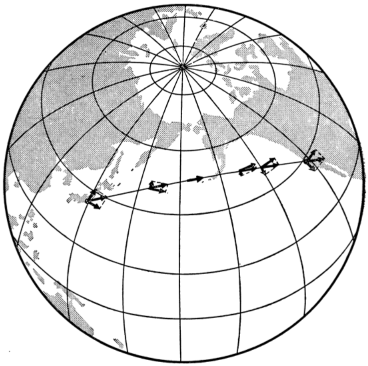


図 2 曲がった空間でベクトルを平行移動すると成分の値が変わる． 東京からサンフランシスコに到る大円コースを飛ぶ飛行機の胴体は測地線の接線であるから，どの時刻のそれをとっても互いに平行である．つまり飛行機の胴体というベクトルはコースに沿って平行移動されている．この意味で飛行機は“まっすぐ”に飛んでいる．しかし緯度，経度の線(座標軸)は足下で刻々に変化し，それらに射影された胴体の成分は刻々に変化する(メルカトール図法ではこのコースは曲線である)．この変化分を表わすのが式(1)である．

添字 $\mu\nu$ について対称であるという制限を加えた．

1919年，WEYL が一般相対論をさらに一般化しようとしたのはリーマン幾何学のまさにこの点であった[2]．長さが平行移動によって変わらないというのは，長さに関して大域的な規準が存在することを意味する．曲がった空間における平行性がそうであったように，長さの規準も局所的な意味でしか存在しないような時空の幾何学を作ってみてはどうであろうか．

点 x^μ における長さの規準を $\mathrm{e}^{\varphi(x)}$ とする(指数関数で書いたのは，φ が実数であるかぎり，これが正であってくれるからである)．これを別の点 $x^\mu+\mathrm{d}x^\mu$ における長さの規準で測ると少し異なった値になるであろう．その差を(1)にならった型で

$$\partial\varphi(x)=W_\mu(x)\mathrm{d}x^\mu \qquad (3)$$

と書く．ここに現われる $W_\mu(x)$ はやはり接続場である．$\Gamma^\lambda{}_{\mu\nu}$ とは添字の数が異なるが，これは対象となる変化量がベクトルかスカラーかのちがいによるものである．W_μ は共変ベクトルであり，この点で電磁場の 4 元ポテンシャルと同じ性質をもつ．このことから WEYL は W_μ こそ電磁場(の 4 元ポテンシャル)にほかならないと考えた．つまり，われわれの時空はリーマン空間ではなく，それを一般化したワイル空間であるとするならば，重力場と電磁場が共に幾何学的な意味をもつ量として出現する．これがワイルの統一場理論であった．

ワイル幾何学の内容をさらに詳しくみるために，時空の各点で別々に長さの規準を変えてみる．これは“局所スケール変換”と呼ばれ，$\varphi(x)$ を $\varphi(x)+\Lambda(x)$ に変えるものである．式(3)からわかるように，W_μ はこれに応じて

$$W_\mu(x)\longrightarrow W_\mu(x)+\frac{\partial\Lambda(x)}{\partial x^\mu} \qquad (4)$$

と変わる．この関係を利用すると，長さの規準を勝手に変えてもその影響は W_μ によって吸収され，最終的な効果を残さないようにすることができる．よく調べると，局所スケール変換に対して不変な理論を作るにはベクトル場 $W_\mu(x)$ を導入しなければならないことが結論される．変換(4)を WEYL は“ゲージ(尺度)変換”と名付けた．またゲージ変換を受ける場 W_μ は“ゲージ場”と呼ばれる．

以上がワイルの理論の極めて簡単な要約であるが，この理論のその後の運命はまことに数奇なものであった．間もなくワイルのゲージ場は電荷をもつ物質と結合できないことが指摘され，数学的には正しいが現実の物理には対応しない理論として斥けられた．ところが，ちょうどこのころ完成に近づきつつあった量子力学の中で，これと関連した意外な進展が始まるのである．

量子力学におけるゲージ理論とその発展

量子力学におけるシュレーディンガーの波動関数 ψ はいつでも $\psi^*\psi$ という型で物理的な意味をもつので，ψ の位相を $\psi\to e^{i\theta}\psi$ のように変えても物理的な結果には影響がない．これを“位相不変性”と呼ぼう．この θ が定数であれば特に問題はないが，θ が場所または時間の関数であるとすると，不変性は一般には成り立たない．それはシュレーディンガー方程式の中に微分が含まれているからである．しかし，電荷 q をもった荷電粒子の場合，電磁場 A_μ が存在し，これが*

$$A_\mu \longrightarrow A_\mu+\frac{1}{q}\frac{\partial\theta}{\partial x^\mu} \qquad (5)$$

のように変換すると，不変性が回復される．このことはどんな量子力学の教科書にも書いてある．式(5)は(4)とそっくり同じ型をしている．そこで式(5)がゲージ変換と呼ばれるようになった．この変換自身は古典的なマクスウェル理論について古くから知られてはいたが，これが量子力学における位相変換と結びついていることはこのとき初めて認識されたのである．

結局，電磁場はスケール変換ではなく，位相変換に伴うゲージ場であり，WEYL が望んだような時空の幾何学に起源を求めることはできなくなった．しかし皮肉なことに，このいわば間違った名前をつけられた電磁場のゲージ変換の概念は量子力学，およびそれに続く場の量子論の中にしっかりと根をおろすのである．それは実用的にも有用であったが，さらに〈局所位相不変性〉という理論的要求こそ電磁場の存在，およびその相互作用の背後にある深い理由であるという見方を生み出し，WEYL の思想の重要な一部を継承するものとなった．このような考え方を“ゲージ原理”と呼ぶ．また一般に，ある大域的不変性を局所的不変性に格上げし，そこからゲージ場の存在を導く処法を“ゲージ化”，その結果得られる理論を“ゲージ理論”と称する．

* $\hbar=c=1$ という自然単位系を用いる．

一方，統一理論の企てそのものはしばらく日陰の道を歩むことになる．それは量子力学を基礎にした微視的物理学の華々しい発展にかくれて，重力理論が長い足踏みを続けたのと軌を一にしていた．晩年の EINSTEIN 自身の努力にもかかわらず，次々に試みられる統一理論に対して多くの物理学者の向ける目は冷たかった．ときには，玄人が決しておちてはならない陥穽とさえいわれた*．また，重力場と電磁場だけを統一しても，それは真の統一理論とはなりえないという批判もあった．実際，量子力学によれば電子や核子のような“粒子”も場の性質をもつし，また湯川の中間子論以後，さまざまの新しい素粒子の場の存在が明らかにされた．WEYL は自然の豊富さを十分認識する前に，性急にすべてを理解しようと先走りすぎたというのも一つの正論ではあった．しかし，われわれの自然認識の道はナイーブな正論で律し切れるほど単純ではなかったようである．

ゲージ理論の発展にとって画期的な意味をもつヤンとミルズの理論が現われたのは1954年のことである[3]．彼らは電磁場に関するゲージ原理を一般化してアイソスピン空間という内部空間における回転不変性をゲージ化した．内部空間というのは時空座標とは独立な，素粒子の自由度に関するもので，先に述べた位相変換は実は内部空間における変換の最も簡単な例である．位相変換は可換群 $U(1)$ をなすが，アイソスピン空間内の回転は非可換群 $SO(3)\sim SU(2)$ をなす．ゲージ場はパラメターの数に等しく3個現われる．これを“ヤン-ミルズ場”，または“非可換ゲージ場”と呼んでいる．

この議論は内山によって任意のリー群に拡張され[4]，後のグラショー-サラム-ワインバーグ理論，強い相互作用に関する量子色力学(QCD)や GUT に発展する．内山はゲージ場の相互作用を第一種相互作用と呼び，このような強い原理に基づかない第二種相互作用と区別している．核子と中間子の湯川相互作用は後者の例である．この論文は発表時期において YANG と MILLS に先を譲ったが，

* 素粒子論の専門家と自他ともに許す内山龍雄教授は重力理論の研究を“こっそりと”続けていたという回想を伺ったことがある．

内山は同じ考え方を重力理論にも適用した.

曲がった時空の各点における接空間は特殊相対論が適用されるミンコフスキー空間であり，これが等価原理の数学的表現である．この空間は一種の内部空間とみることができ，ここではローレンツ変換に対する不変性がある．これをゲージ化する．これによって導かれる接続場を用いて一般相対論を再構成することができる．内山のこの理論は素粒子論と重力理論がその基本法則においてゲージ原理という共通の理論形式をもちうることを明らかにした点で，その意義は極めて大きい.

はじめに述べたように，最近では素粒子の基本的相互作用はすべてゲージ場によって支配されることが明らかになりつつあり，これが重力との統一理論の復権を支える理由の一つである．ハドロン同士の相互作用では現象論的な，したがって第二種の相互作用が重要となるが，これに関する研究は，原子核や，原子，分子の物理学と同じく，多様さと複雑さを楽しむ分野へと分化しつつある.

半世紀を経て，われわれの自然認識は本質的に WEYL の時代の単純さに戻ってきたようである．このような回帰が可能になったのは自然に対する膨大な量の研究が積み重ねられた結果であり，WEYL が当時すべてを見通していたとはいえないが，それにしても数学者 WEYL の直観は，単純で透明な自然法則の少なくとも一端を正確に捉えていたのであろうか.

なおヤン-ミルズの理論はいぜんとして重力理論やワイルの理論のような時空の幾何学には結びついていないようにもみえるが，最近ではこれらすべてを統一的に把握する微分幾何学が確立され，ファイバーバンドルの理論と呼ばれている[5].

ここで超統一理論を促すもう一つの物理的要因にも触れておこう．グラショー-サラム-ワインバーグ理論を特徴づけるエネルギーは，$W^{\pm}$ や Z^0 といったゲージ場の質量で，大体 100 GeV である．ところで，GUT を特徴づけるのは $m_X \sim 10^{15}$ GeV という大きな値である (図 3)．このような質量，またはエネルギーに対しては重力相互作用ももはや弱いとはいえない．万有引力は重力定数 G と質量の 2 乗の積に比例する．質量として $m_0=1$ GeV をとると $Gm_0^2=6.7\times10^{-39}$ という極端に小さい値となるが，上記の m_X に対しては $Gm_X^2=6.7\times10^{-9}$ となり，必ずしも無視できるほど小さくはない.

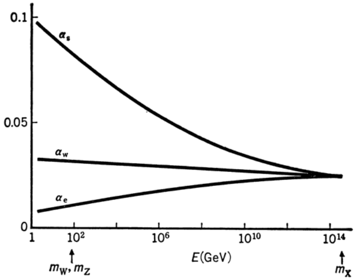


図 3　素粒子の相互作用の統一. 電磁，弱，強の相互作用の強さを表わす“定数” α_e, α_w, α_s は関与するエネルギー E の値とともに変化し，$m_X \sim 10^{15}$ GeV で一つの値に収束する．これが大統一理論を特徴づけるエネルギーであり，重力相互作用を特徴づけるプランク質量 $m_* \sim 10^{19}$ GeV に近い.

$Gm_*^2=1$ となる質量 $m_*=1.22\times10^{19}$ GeV を“プランク質量”と呼ぶが，m_X は m_* にかなり近い値である．m_X のようなエネルギーは加速器で作り出すことはとてもできず，おそらく宇宙初期の物理学においてのみ重要となるであろうが，とにかく素粒子論の対象となるエネルギーが，重力を無視しえない領域に近づきつつあることに注目したい.

超重力理論

以上のような事情を背景として展開されつつある現代的な超統一理論の中で，ゲージ原理の立場からみて最も興味があるのは〈超重力理論〉であろう．これは〈超対称性〉をもつ重力理論である．まず超対称性とは何かを説明しよう．これは名前は大げさだが，要するにボゾンとフェルミオンの間の対称性である．自然界には整数スピンをもち，ボーズ統計に従うボゾンと，半整数スピンをもってフェルミ統計に従うフェルミオンとがあるが，これらの存在の仕方に何か法則があるのではないだろうか．ちょうど陽子と中性子が核子という一つのものの異なる状態であり，一つの二重項を作っていたように，ボゾンとフェルミオンが一つの超多重項に属しているのではなかろうか．このような発想は中西，島本の 1964 年の論文にみられ，ついで LIPKIN，宮沢[6]の仕事がある．しかし普通の場の理論の形で定式化するのに成功したのは

WESS と ZUMINO で，1974年のことである[7].

たとえばスカラー場 A とスピノル場 ψ_α が一つの多重項に属するとしてみよう．これらが同じ質量をもつならば，これらを入れ替える変換で理論全体を不変に保つものがあるはずである．そのパラメターはスピノルでなければならない．それを ϵ_α とすると変換は

$$\delta A = \bar{\epsilon}\psi, \qquad \delta\psi = \frac{\partial A}{\partial x^\mu}\gamma^\mu\epsilon \qquad (6)$$

のような形となるであろう．このような変換を“超対称変換”と名づける．上の第二式の右辺に微分が現われるのは，場およびパラメター ϵ_α の次元からくるもので，重要な意味をもつ．

上の例ではスピン0の場とスピン1/2の場とが多重項のメンバーであったが，一般的にいうと，スピンが1/2だけ異なる場をメンバーとする超多重項ができる．いいかえると超対称変換によりスピンが1/2だけ異なる場が混じり合う．

この種の変換は“次数つき”リー代数を作る．次数つきとなるのはパラメター ϵ_α がスピノルであり，したがってフェルミ場のような反可換性をもつためである．実際，二つの超対称変換の反交換関係は推進変換 P_μ となることがわかる．これは式(6)の第二式に微分が現われることの結果である ($P_\mu=-i(\partial/\partial x^\mu)$ と書かれることに注意).

さて，これまで考えた他の変換と同様に，この超対称変換もゲージ化してみよう．つまり変換のパラメター ϵ_α が x の任意の関数であるとしてみよう．例によってゲージ場が現われるが，それはどんな場であろうか．式(4)や(5)から類推するとそれは $\partial\epsilon_\alpha/\partial x^\mu$ と同じ変換性をもつ場，つまりスピノルとベクトルの両方の性質を合わせもつ場で，$\psi_{\alpha\mu}$ のように書かれる．これはラリタ-シュビンガー場として知られるものでスピン3/2をもつ．こうして，ついにフェルミオンのゲージ場が登場するのである．

この場もそれ自身，超多重項の一員であり，その相棒はスピン2，あるいは1である．特に重要なのは2と3/2とで作る超多重項であり，このスピン2の場はアインシュタインの重力場である．

なぜここに重力場が現われるのであろうか．それは，実は大域的超対称変換の次数つきリー代数は推進変換を含む，という前に述べた事情に関係している．つまり超対称変換を局所的なものとすると，推進変換も x に依存することになるが，そもそも推進変換 $x^\mu \to x^\mu + a^\mu$ においてパラメター a^μ を x の任意の関数であるとすると，結局，一般座標変換になるからである．こうして局所的超対称性を示す最も簡単な理論は，スピン3/2の場と重力場から成る系を記述する理論となり，1976年に FRIEDMAN らのグループおよび DESER らのグループによって作られた[8]．これが超重力理論である．重力場の相棒であるスピン3/2の場は“重力微子”と呼ばれる．この理論を定式化するには内山の方法を拡張して重力場中のフェルミオンを扱う理論形式を駆使しなければならない．

重力微子の存在は重力現象にどんな影響を及ぼすであろうか．幸か不幸か普通の状況では影響はほとんどない．それは，重力微子の源が直接物質の半整数スピンに関係しており，巨視的な現象では大きな効果を与えることは望みえないからである．

超重力理論としてさらに魅力的なのは〈拡張超重力理論〉である．この理論ではスピノルパラメターを N 個導入する．こうするとゲージ場である重力微子も N 個となる．それに応じて一つの超対称多重項に含まれる場の数も増す．互いにスピンが1/2だけ異なる場がメンバーとなるのであるが，$N\geqq4$ とするとスピン2以下のすべてのスピンの値の場を含めることができる．一方，$N>8$ とするとスピンが2よりも大きい場も含まざるをえず，理論的に種々の困難が生ずる．この意味で $N=8$ の理論が特に注目される[9]．この場合のメンバーは，重力子1個，重力微子8個，ベクトル場28個，スピン1/2の場が56個，スピン0の場が70個となる．この中のスピン $\leqq1$ の場を，われわれの知っている素粒子，つまりクォーク，レプトン，種々のゲージ場と考えることができれば大変好都合である．詳しく調べてみると，残念ながら，存在してほしいものは不足し，不要なものが余計に含まれすぎているようである．したがって，まだ完全に満足というわけにはいかないが，とにかく重力場と普通の素粒子が一つの縮退した多重項の中に含まれるというのであるから，これはまさに超統一理論にほかならない．

この理論をもっと現実に近づけるためには，さらに多くの問題を解決しなければならないが，第一に超対称性をこわす機構を明らかにしなければならない．これまではっきりと述べなかったが，超対称性は現実の世界では成り立っていない．実

際，正確に同じ質量をもったボゾンとフェルミオンの組はほとんど見出されていない．他のいろいろな対称性と同様，超対称性も“自発的に”破れていると思われるが，この点についても多くのアイディアが検討されている段階である．

多次元理論

現在，超統一理論の候補とされているのは超重力理論だけではない*．もう一つの興味ある幾何学的アプローチとして〈多次元理論〉をとりあげてみよう．

再びワイルの理論の時代に戻るが，1921 年 KALUZA は，やはり重力場と電磁場とを統一する目的で 5 次元のリーマン時空における一般相対論を考えた[12]．計量テンソルは普通の 4 次元の部分のほかに，$g_{\mu 4}$ $(\mu=0,1,2,3)$ および g_{44} を含む．さて第 5 番目の座標はコンパクトであるとする．つまり円周上の座標で，その半径は普通の観測では識別できないくらい小さいとする．本来等方的な 5 次元時空の一部がこのようになるというのは，極めて不自然にも感じられる．多分時空の力学的な構造により，このような幾何学的配置が安定であることが説明されなければならないであろう．5 次元の一般座標変換の中で普通の 4 次元に関するものに関しては，上に記した $g_{\mu 4}$ はベクトルとして，また g_{44} はスカラーのように変換する．この $g_{\mu 4}$ を 4 次元世界における電磁場とみなそうというのである．

この考えをさらに裏づけるために，5 次元の一般座標変換の中で特に第 5 軸の方向への変換を考えてみる．$g_{\mu 4}$ の変換の仕方を調べてみると，これはまさにゲージ変換式(5)の形になっていることが確かめられる．このようにしてゲージ変換に時空の幾何学的意味を与えることができるのである．

この理論も，ワイルの理論と同様，永く忘れ去られていたが，ヤン-ミルズ理論以後，再び見直されるようになった．特に CHO と FREUND の立場が興味をひく[13]．彼らはまず時空を $4+n$ 次元とする．n 次元の部分を再びコンパクトであるとすると，電磁場ではなく，非可換ゲージ場が導かれるのである．例えば $n=3$ として 7 次元の時空から出発すると，4 次元ではちょうどヤン-ミルズ場が得られる．さらに $g_{\alpha\beta}$ $(\alpha, \beta=4, \cdots, n-1)$ の部分がいくつかのスカラー場を与え，これが対称性の自発的破れをもたらすヒッグス場となりうることを示した．素粒子論のゲージ理論では(グラショー-サラム-ワインバーグ理論，GUT など)ヒッグス場が不可欠の役割を果たすが，これらの導入の仕方については明確な指導原理がなく，任意性が多すぎるのが難点である．多次元理論ではスカラー場がゲージ場と同じ資格で登場するので，この点について解決を与えてくれると期待される．しかし，この理論もまた完全に現実的となるには今後の研究にまつ点が多い．

この理論を超対称理論と組み合わせる試みもある．実際多次元空間で単純な(拡張されてない)超重力理論を作っておくと，4 次元においては自然に拡張超重力理論が得られる[9]．これによって超対称変換のパラメターがなぜ N 個なければならないかについて幾何学的な意味が与えられる．

解決を要する問題

以上述べてきた型の統一理論を真に現実的なものにするためには，どうしても解決しておかなければならない問題がいくつかある．前に触れた超対称性をどのようにこわすかもその一つであるが，重力定数 G をめぐってさらに本質的な問題がある．

超重力理論も多次元理論も共に，他の理論を重力理論の方に引き寄せて統一する型になっているので，理論に含まれる定数は G だけである．重力定数は重力場と物質場(のエネルギー運動量)との間の結合定数であるが，これが長さの 2 乗の次元をもっているために，重力場の相互作用は“くりこみ可能”でない．これは素粒子のゲージ場の相互作用の結合定数が($\hbar=c=1$ の単位系で)無次元であり，そのためにくりこみ可能であるのといちじるしい対照をなしている．くりこみ処法が使えないとなると重力場を量子化された場として高次の項を計算することが不可能となる．この意味では統一は古典的場のレベルにとどまることになり，十分満足すべきものとはいえないであろう．

このような食いちがいは古典的場の理論として

* ここではとり上げないが，微視的領域における時空の幾何学で重要な役割を果たす“捩率(torsion)理論”の展開[10]，さらに幾何学の物質的基礎をもとめる原幾何学の試み[11]も挙げねばなるまい．

もすでに現われている．前に重力理論もゲージ理論として定式化でき，ヤン-ミルズ理論との類似性が高いことを強調したが，重要な差もある．ヤン-ミルズ理論の接続場は，それ自身独立な場であるが，局所ローレンツ変換に伴う接続場の方は，実はもっと基本的な場(四脚場)で表わすことができる．ちょうどリーマン幾何学の接続場 $\Gamma^{\lambda}{}_{\mu\nu}$ が式(2)によって計量テンソルで書き表わされるのと同じ事情である．

また理論に含まれるただ一つの質量 m_* からいかにして素粒子の質量のスペクトルを導くことができるかも大きな問題である．われわれが知っている普通の素粒子の質量は大体 GeV を中心として ±3 桁くらいの間にはいっている．これらはすべて $m_* \sim 10^{19}$ GeV に比べて極端に小さい．こういう小さい量を作り出すにはパラメターの“微調整”が必要であり，“不自然”である．これと同種の問題はすでに GUT において議論されており，大域的な超対称性の理論が重要な鍵を提供するものと考えられている[14]．

スカラー・テンソル理論

G または m_* に関するこのような問題に深い関係がありそうなのが，G は本当に定数かという疑問である．DIRAC は G は定数ではなく，宇宙の時間に逆比例して減少すると考えた[15]．現在における減少の割合は年間 10^{-11} 程度と予想されるが，観測的事実からはこれをただちに否定することはできない[16]．もちろんアインシュタインの一般相対論では G の変化はおこりえない．そこで DIRAC はワイルの理論を復活させようとする．G の時間的変化こそ局所的な長さの規準の変化に対応するのである．

この理論を含めて一般に G の変化を許すにはスカラー場 $\phi(x)$ を導入し，基礎的なラグランジアンを $\sqrt{-g}\,\phi^2 R$ の型に与える方法がよく用いられる．ϕ が近似的に定数とみなされる範囲でこれはアインシュタインのラグランジアン $\sqrt{-g}$ $(1/16\pi G)R$ を再現する．この型の理論は〈スカラー・テンソル理論〉として知られており[17]，自然界の長さや時間の規準の起源に関して多くの示唆を与えてくれる[18]．また素粒子論との関係でとり上げられることが多く，超統一理論の出発点として有利な内容をもっている．

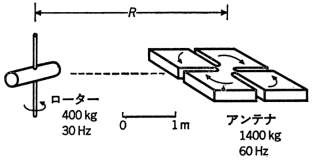


図 4 重力が逆2乗則からずれているかどうかを，変調重力場を用いて測定する装置(東京大学理学部物理学教室平川研究室)の概略図． 鋼鉄製の棒(質量 400 kg)を水平面内で 30 Hz で回転させ，それによって生ずる変調重力場の 60 Hz 成分(主に4重極場)を，アルミ合金製の共鳴型質量4重極アンテナ(質量 1400 kg)で検出する．アンテナの振動(矢印は4重極モードの変位を表わす)は2枚の羽根に設置された電極間の容量変化として電気信号に変換される．重力以外の相互作用が無視できるように，ローターおよびアンテナはそれぞれ鋼鉄製真空タンクに収容され，十分な防震，防音，電気的遮蔽が行なわれている．小川雄二郎氏の好意による．

スカラー場は完全には定数でなく，その分だけ純粋な一般相対論からのずれを生ずる．上に述べた G の時間的変化もそのあらわれであるが，このほかにも興味ある結果を導く．その中で，スカラー場が静的な万有引力に及ぼす影響を調べてみる．特にスカラー場が質量 μ をもち，したがって有限な到達距離 $\lambda=\mu^{-1}$ の力が生ずる場合を考える．

質量 μ は素粒子を特徴づける質量 m_0 と重力定数 G，またはプランク質量 m_* の組合せから作られ，その大体の大きさは

$$\mu = m_0^{1+\nu} m_*^{-\nu} \qquad (7)$$

で表わされるであろう．ν は整数と期待される．$\nu=-1$ なら $\mu=m_*$ で $\lambda=m_*^{-1}\sim10^{-33}$ cm，$\nu=0$ なら $\mu=m_0$ で $\lambda\sim10^{-14}$ cm となり，いずれも巨視的な距離では効果を表わさない．ところが，$\nu=1$ に対しては μ は非常に小さな質量となる．m_0 を 1 GeV くらいに選ぶと $\lambda\sim10^5$ cm$=1$ km である．次に $\nu=2$ とすると λ は一挙に宇宙的なスケールの $\sim10^{24}$ cm となる．どれが実現しているかは理論の構成の詳細に依存するのであるが，$\nu=1$ の場合が特に注目に値する．このとき λ は身近な巨視的な大きさである．逆2乗則に従う普通の万有引力にこのような到達距離をもつ湯川型の力が加わっているという可能性は許されるであろうか．

やや意外ではあるが，この可能性もすぐには拒否できない．逆2乗則は天文学的な距離に関しては十分な精度で確かめられているが，慎重な考察によると 10^9 cm 程度より短い距離について確実

な実験的証拠は少ない[19]．間接的な傍証は多いが，力の法則自身について精度のよい測定は乏しい．

現在，実験室規模，つまりセンチメートルからメートルの程度の距離について各種の高精度実験が行なわれ，また計画されている[20]．これまで逆2乗則からのずれは発見されていないが，さらに広い距離範囲での精密な測定が望まれている(図4)．

もし重力と素粒子物理を統一する理論が存在するならば，それを特徴づける量が存在するはずである．プランク質量の逆数 $\sim 10^{-33}$ cm もその一つではあるが，われわれの知覚能力から余りにもかけ離れている．$\nu=1$ に対応する 10^5 cm 程度という距離がわれわれの手近なところにあるのは好運なのではあるまいか．われわれは自然が自らを示すためにあけた数少ない小窓の一つの近くに偶然にも立っているのであろうか．

われわれが真の超統一理論に達するためにはまだ多くの障害を乗り越えなければならない．しかし少なくとも，われわれが正しい方向に向かっていることは確かであろう．EINSTEIN の強い信念から始まった統一理論の研究は過去の停滞を脱し，今や十分に物理的動機をもつに至ったことを強調してこの稿の終りとしたい．

文　献

(1) ゲージ理論の紹介については，米谷民明：自然1981年6月号；科学，**51**，687 (1981)；C. N. YANG：日本物理学会誌，**37**，214 (1982) を参照されたい．
(2) H. WEYL：空間・時間・物質，内山龍雄訳，講談社 (1973)
(3) C. N. YANG & R. L. MILLS：Phys. Rev., **96**, 191 (1954)
(4) R. UTIYAMA：Phys. Rev., **101**, 1597 (1956)
(5) 野水克己：現代微分幾何入門，裳華房 (1981)
(6) H. MIYAZAWA: Prog. Theor. Phys., **36**, 1266 (1966)
(7) J. WESS & B. ZUMINO: Nucl. Phys., **B 70**, 39 (1974)：総合報告として P. FAYET & S. FERRARA: Phys. Report, **32**, 249 (1977)
(8) D. Z. FREEDMAN et al.: Phys. Rev., **D 13**, 3214 (1976)；S. DESER & B. ZUMINO：Phys. Lett., **62 B**, 335 (1976)；総合報告として D. Z. FREEDMAN: Proc. 19th Int. Conf. High Energy Phys., 日本物理学会 (1978) p. 535
(9) E. CREMMER & B. JULIA: Nucl. Phys., **B 159**, 141 (1979)
(10) K. HAYASHI & T. SHIRAFUJI: Phys. Rev., **D 19**, 3524 (1979) およびこの中に引用されている論文
(11) K. AKAMA: Phys. Rev., **D24**, 3073 (1981) およびこの中に引用されている論文
(12) Th. KALUZA: Sitzungsber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. 966 (1921)
(13) Y. M. CHO & P. G. O. FREUND: Phys. Rev., **D 12**, 1711 (1975)
(14) S. DIMOPOLOUS & H. GEORGI: Nucl. Phys., **B 193**, 150, (1981)；N. SAKAI: Z. Phys., **C 11**, 153 (1981)
(15) P. A. M. DIRAC: Proc. Roy. Soc., **A 165**, 199 (1938)；**A 333**, 403 (1973)
(16) P. S. WESSON: Phys. Today, July, 32 (1980)
(17) C. BRANS & R. H. DICKE: Phys. Rev., **124**, 925 (1961)
(18) Y. FUJII: Phys. Rev., **D 9**, 874 (1974)
(19) Y. FUJII: Nature Phys. Sci., **234**, 5 (1971)；D. R. MIKKELSON & M. J. NEWMAN: Phys. Rev., **D 16**, 919 (1977)
(20) H. HIRAKAWA et al.: Nature, **283**, 184 (1980)；R. SPERO et al.: Phys. Rev. Lett., **44**, 1645 (1980)；Ho Jung Paik: Phys. Rev., **D 19**, 2320 (1979)

15 時空は11次元か

――カルーツァ-クライン理論の復活――

藤 井 保 憲*

素粒子におけるゲージ理論と重力理論の統一理論の候補として最近注目を集めているカルーツァ-クライン理論では，時空は元来4よりも高い次元，たとえば11次元であり，自発的コンパクト化によって，4次元時空と，非常に小さな内部空間とに分かれたと考える．この理論の背景，内容，問題点を概観する．

1918年にWEYLが統一場理論を発表して以来，多くの統一理論が提出された．しかし，EINSTEIN自身も生涯の努力を傾けたにもかかわらず，物理の理論として成功を収めたものはほとんどなく，統一理論という方向そのものも絶えかかっていた，といってもよいであろう．しかしながら，素粒子物理学の基本法則がゲージ理論であることが明らかになってくるにつれて，時空の幾何学的な見方による統一理論を目指す研究が再び活発になってきた．特に近年関心を集めているものに，カルーツァ-クライン理論がある．KALUZAの理論は1921年に発表されたもので[1]，雑誌掲載についてEINSTEINが骨を折ってやったいきさつが，KALUZA家に残る手紙からうかがわれる．5年後に，KLEINが理論的整備を行ない[2]，以後，カルーツァ-クライン理論として知られるようになった．

この理論の要旨をまとめると，次のようになろう．(i)われわれの住む時空は実は5次元であり，その中でEINSTEINの一般相対論が成り立っている．(ii) 5番目の座標は，現在の観測では識別できないくらいの小さな領域の中にコンパクト化されている(他の四つの座標のように無限には広がっておらず，円周のように閉じている)．(iii) 4次元時空と，この5番目の座標とのつながりを表わすのが，電磁場の4元ポテンシャルである．

もう少し説明を加えてみよう．(i)に従ってまず5次元の座標x^Mを考える．ここでMは，0, 1, 2, 3, 4という五つの値をとるが，0は普通の時間座標，1, 2, 3は普通の空間座標，4が，問題の5番目の座標を表わす．一般相対論を適用するということは，この5次元時空がリーマン空間であることを意味するが，その出発点は，計量テンソルg_{MN}にある．この中で，$g_{\mu\nu}(\mu,\nu=0,1,2,3)$は，通常の4次元時空の計量テンソルで，アインシュタイン重力を表わすが，$g_{4\mu}$，あるいは$g_{\nu4}$という成分がある．これは，4次元世界でみれば，一つの4元ベクトルであり，これがマクスウェル場の4元ポテンシャルにほかならないと考えるのである．

行列の型で書くと

$$g_{MN}=\begin{bmatrix} g_{\mu\nu} & g_{\mu4} \\ g_{4\nu} & g_{44} \end{bmatrix} \sim \begin{bmatrix} g_{\mu\nu} & A_\mu \\ A_\nu & g_{44} \end{bmatrix} \qquad (1)$$

となる．g_{44}は4次元の座標変換に対してはスカラーであり，したがってこの5次元理論は，アインシュタイン重力，マクスウェル場，およびスカラー場を含む理論ということになる．KALUZAとKLEINは，このスカラー場のことは余りつっこんで考察しておらず，もっぱら5次元のアインシュタイン理論から，4次元のマクスウェル-アインシュタイン理論が得られることを強調した．

この理論を$D=4+n$次元の理論に一般化し，$n\geqq2$の場合は非可換ゲージ場が導かれることを示したのはDEWITT (1964)や，CHOとFREUND (1975)[3]であるが，さらに新しい見方を開いたのは，SCHERK，CREMMER，JULIAであった[4]．彼らは，$N=8$超重力理論が，11次元における単純

* Yasunori FUJII 東京大学教養学部物理学教室

$(N=1)$超重力理論から自然に導かれることを示し，これが，カルーツァ-クライン理論の再認識の最大の契機となった．

以下，カルーツァ-クライン理論の現代版について簡単な解説を試みたい．

カルーツァ-クライン理論の拡張

D次元の座標をやはりx^Mと書くが，今度は$M=0,1,\cdots,D-1$である(x^0だけが時間的な座標で，あとは全部空間的な座標とする)．D次元での計量g_{MN}から，接続係数，リーマン・テンソル，スカラー曲率などを計算する．D次元におけるアインシュタイン理論の基礎となる作用関数(アインシュタイン-ヒルベルト作用)は，4次元の拡張として

$$I=\int \mathrm{d}^D x\sqrt{-g_D}\frac{1}{2\hat{\kappa}^2}R_D \qquad (2)$$

と考えればよい．添字Dは，これらの量がD次元で計算されたものであることを示す．$\hat{\kappa}^2$はD次元における重力定数である(4次元では$\kappa^2=8\pi G$によってニュートンの万有引力定数Gと関係づけられる．また$c=\hbar=1$の単位系をとる)．これから，D次元における(真空中での)アインシュタイン方程式が得られる：

$$G_{MN}=R_{MN}-\frac{1}{2}g_{MN}R_D=0 \qquad (3)$$

この方程式の最も単純な解は，D次元の平らなミンコフスキー時空$M_D{}^\flat$で，計量がミンコフスキー計量

$$\eta_{MN}=\begin{bmatrix} -1 & & & \\ & 1 & 0 & \\ & & 1 & \\ 0 & & & \ddots \\ & & & & 1 \end{bmatrix} \qquad (4)$$

となるものである．4次元の理論で，物質が何もないときには，時空は，特殊相対論の成り立つ4次元ミンコフスキー時空$M_4{}^\flat$となっていることの拡張である．$M_D{}^\flat$は，D次元時空としては最も対称性の高い時空で，これが時空の“基底状態”，または真空と考えるのは極めて自然である．

ここで，時空の基底状態という呼び方をしたことについてコメントしておこう．普通の力学的な法則に従う系は，たいてい，エネルギーの低い方へ移ってゆこうとし，エネルギー最低の状態におちつく．特に量子力学では，それが基底状態と呼ばれる．例えば水素原子の基底状態は$n=1$，$l=0$の状態で，これよりもエネルギー固有値の高い“励起状態”が多数存在するが，それらは光を放出して，結局，安定な基底状態におちつくのである．

ところで，一般相対論では，時空の幾何学はあらかじめ決められたものではない．計量g_{MN}は，アインシュタイン方程式という運動方程式に従う力学変数である．この方程式の解としてはいろいろなものが可能で，その中のどれかが実現している．例えば物質が存在しない極限を考えてみると，平らなミンコフスキー時空はアインシュタイン方程式の解である．これは現実にわれわれが住む時空の非常によい近似となっている．この意味で，$M_4{}^\flat$は時空の基底状態，または真空と考えてよさそうである．実際には物質が多少存在して，そのために時空は少し曲がっている．このように曲がった時空が，励起状態に対応する．

時空の基底状態と対称性

さて，D次元の時空の中でも，やはり平らな$M_D{}^\flat$が真空であると期待するのは自然であろう．しかし，この期待は必ずしも正しくないかもしれない．それは，“対称性の自発的な破れ”ということに関係している．

一般に，基底状態は最も対称性の高い状態である．例えば水素原子の基底状態の波動関数は球対称である．しかし，例外的に，対称性の低い状態がエネルギー最低の基底状態となっていることがある．この場合，運動方程式，あるいはそれを導くラグランジアンがもつ対称性を受け継がない解が実現しているのである．これが“対称性の自発的な破れ”と呼ばれる概念で，自然界にはたくさんの実例がある．元々のラグランジアンには特別の方向がなく，球対称であるのに，分子磁石が一定の方向を向いて整列するために生ずる強磁性は，その一例であり，また種々の相転位も，この考えに立って理解される．特に最近の素粒子論では適

用例が多い．実際，弱電磁統一理論も，この対称性の自発的破れという考え方なしには，現実の理論とはなりえなかった．

そこで話を再びカルーツァ-クライン理論に戻そう．すでに述べたように，平らな $M_D{}^\flat$ は，D 次元時空の中で最も対称性が高い．つまり，すべての軸の方向への並進変換と，すべての面内での回転に対する不変性がある．しかし，対称性が自発的に破れて，もっと対称性の低い時空が基底状態になっている可能性を考えてみることができる．特に $M_4\times M_n$ という直積時空が基底状態である，と期待するのがカルーツァ-クライン理論である．ここで記号の説明をする．M_4 は4次元時空で，願わくば，平らなミンコフスキー時空 $M_4{}^\flat$ であってほしい．M_n は n 次元のコンパクト空間で，例としては，n 次元球面 S^n などを考える．(S^2 は，3次元空間の中にある球の表面で，S^1 は，したがって円周である．) この空間は非常に小さくて，通常の手段では識別できないが，素粒子の内部対称性に関する変換が作用する空間であると考える．この意味で M_n は，"内部空間"とも呼ばれる．

直積時空というのは，4次元時空と内部空間とは互いに無関係であることを意味する．これを数式で表現するには，計量テンソルを書いてみればよい．すなわち

$$g_{MN}=\left[\begin{array}{c|c} g_{\mu\nu} & 0 \\ \hline 0 & l^2\gamma_{\alpha\beta}\end{array}\right] \qquad (5)$$

のように，4次元と n 次元が完全に分離した形である．以下では，D 次元の座標 x^M を，4次元の座標 x^μ $(\mu=0,1,2,3)$ と，n 次元の座標 y^α $(\alpha=1,2,\cdots,n)$ とに分けて書くことにする．これに応じて(5)の左上の $g_{\mu\nu}$ は4×4の行列で，M_4 の計量を表わす．また右下の部分は内部空間 M_n の計量で，全体のサイズを表わすパラメターを l として，くくり出してある．S^n ならば l は半径，$\gamma_{\alpha\beta}$ は，単位球面の計量で，S^2 の例 $(y^1=\theta, y^2=\phi)$ を書くと

$$\gamma_{\alpha\beta}=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & \sin^2\theta\end{bmatrix}$$

と与えられる．

自発的コンパクト化

$M_D{}^\flat$ に対する(4)においては，4次元部分と n 次元部分とが対等であったが，(5)ではそうなっていない．したがって M_4 と M_n の間をつなぐような変換に対して不変でなく，その分だけ $M_D{}^\flat$ より対称性が低い．そこで，もし $M_D{}^\flat$ でなく，$M_4\times M_n$ が基底状態であるとするならば，それは一種の対称性の自発的破れである．この意味で，$M_4\times M_n$ が実現していることを，"自発的コンパクト化"という．

しかし，実際に自発的コンパクト化をおこすのはどのようなメカニズムか，ということは実はあまり明らかではない．そもそも，一般相対論の場合，エネルギーとは何か，系は本当に最低エネルギーの状態におちつくのか，といった質問に答えるのは容易ではない．また，南部-ゴールドストーン-ヒッグズ・ボゾンに相当するものは何か，ということも明らかではない．このようなわけで，自発的コンパクト化という概念には，まだあいまいな点が多い．現在はっきりしているのは，$M_4\times M_n$ が，D 次元のアインシュタイン方程式，またはそれを拡張した基本方程式の古典解になっていなければならない，ということくらいである．これは少なくとも必要条件の一つではある．

もう少し付け加えるならば，この古典解は安定解でなければならない．これは，質点の力学でいえば，質点がポテンシャルの谷底におちついていることに相当する．ポテンシャルの山頂(極大)も，一応の解ではあるが，わずかのゆらぎによって，谷底に落ちてゆく不安定な解であり，実現される可能性はない．

時空の励起状態とゲージ場

このように問題はあるものの，自発的コンパクト化がおこって，(5)で表わされるような時空 $M_4\times M_n$ が実現されているとしよう．これは基底状態であるが，その次の励起状態はどんなものか，考えてみる．それは(1)および(5)の拡張で

$$g_{MN}=\left[\begin{array}{c|c} g_{\mu\nu}+\cdots & el^2\xi_{\alpha\beta}A_\mu{}^a \\ \hline el^2\xi_{\alpha\alpha}A_\nu{}^a & l^2\gamma_{\alpha\beta}\end{array}\right] \qquad (6)$$

で与えられる．これについて多少説明を加えなけ

ればならない.

左上の純粋に4次元的な部分には，若干の項が加わるが，その詳細は省略する．右下の M_n の部分は(5)と同じである．特に新しいのは右上の $g_{\mu\beta}$，および左下の $g_{\alpha\nu}$ の部分である．

M_n はある対称性をもっており，その対称群を $\mathcal{G}$ とする．そのパラメターは K 個あり，$a=1,2,\cdots,K$ と番号付けられる．その生成子を Q_a とし，リー代数

$$[Q_a, Q_b] = if^c{}_{ab}Q_c \qquad (7)$$

をみたすとする．ここで $f^c{}_{ab}$ は $\mathcal{G}$ の構造定数である．さて Q_a は

$$Q_a = i\xi_a{}^\alpha(y)\frac{\partial}{\partial y^\alpha}$$

という形に表わすことができる．このとき $\xi_a{}^\alpha$ はキリング・ベクトルと呼ばれる．これは，M_n の上での等長変換を生ぜしめるもので，空間の対称性を表現する一般的な手段を提供する．

(6)の非対角成分は，このキリング・ベクトルを使って表わされている．すなわち，やはり K 個の4次元ベクトル場 $A_\mu{}^a(x)$ を導入して $g_{\mu\beta}=el^2\sum_{a=1}^{K}\xi_{a\beta}A_\mu{}^a$ とおいているのである．カルーツァ-クラインの元の理論では $K=1$ で，したがって1個の A_μ を使って(1)のように書かれていた．ただし係数は簡略化しておいたのであるが，(6)で導入した定数 e の意味は，間もなく明らかとなる．

さて(6)を，基本作用関数(2)に代入すると次のような結果を得る．

$$I = \int \mathrm{d}^D x\sqrt{\gamma}\sqrt{-g}\frac{l^n}{2\hat{\kappa}^2} \times\left(R_4 - \frac{1}{4}e^2l^2F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} + \cdots\right) \qquad (8)$$

実際に，これを得るための計算は大変複雑で，また全部の項を厳密に示す余裕もない．幾つかの本質的な事柄についてだけ，簡単に説明しておく．

γ は $\gamma_{\alpha\beta}$ の行列式，R_4 は4次元的なスカラー曲率，そして

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu{}^a - \partial_\nu A_\mu{}^a - ef^a{}_{bc}A_\mu{}^b A_\nu{}^c \quad (9)$$

で，これはちょうど，ヤン-ミルズ場の強さとなっていることが重要である．

内部空間とプランクの長さ

ところで(8)の第1項は，4次元のアインシュタイン-ヒルベルトのラグランジアンを与える．特に，M_n の体積を $\mathcal{V}_n$ として，

$$\hat{\kappa}^2 = \kappa^2\mathcal{V}_n \qquad (10)$$

とおくと，この κ^2 が4次元の重力定数となる．次に(8)の第2項は，(9)を参照すると，ヤン-ミルズのラグランジアンの形をしていることがわかる．(9)の形からみると，e はゲージ結合定数にほかならない．これが(6)で導入した係数の意味である．さらに，(8)の第2項には若干の係数が現われているが，これがヤン-ミルズのラグランジアン $-(1/4)\sqrt{-g}\times F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu}$ と正確に一致するためには，ある条件がみたされなければならない．(10)を使うと，それは $e=(\kappa/l)\sqrt{2K/n}$ となる．あるいは，$\alpha=e^2/4\pi$(微細構造定数)，$l_*=\kappa/\sqrt{8\pi}=1.61\times10^{-33}\,\mathrm{cm}$（プランクの長さ）とおくと

$$l = 2l_*\alpha^{-1/2}(K/n)^{1/2} \qquad (11)$$

と書くこともできる．$\alpha\lesssim10^{-1}$，$K/n\geqq1$ であるので，これから $l\gtrsim l_*$ となる．つまり，M_n の大きさは，プランクの長さと同程度か，またはそれより少し大きいくらいである，ということがわかる．これは普通の素粒子物理で出会うどんな長さよりもはるかに小さく，これまでの実験で，内部空間の存在がみつからなかったのは当然であったと考えることができる．

このようにして，D 次元のアインシュタイン理論から，自発的コンパクト化によって，4次元のアインシュタイン理論とヤン-ミルズ理論が統一的に導かれることが示された．カルーツァ-クラインの元の理論では $\mathcal{G}$ は可換群 $U(1)$ であったが，$D\geqq6$，すなわち $n\geqq2$ とすれば非可換ゲージ場が得られるのである．群 $\mathcal{G}$ は，内部空間がどのような対称性をもつかによって決まる．

ところで，D 次元アインシュタイン理論のどこから，ゲージ変換という自由度が出てきたのであろうか．それは，実は D 次元における一般座標変換の一部からきていることがわかる．すなわち

$$x^\mu \to x^\mu,\quad y^\alpha \to y^\alpha - \epsilon^a(x)\xi_a{}^\alpha(y) \qquad (12)$$

という一般座標変換に対して計量，特に $g_{\mu\beta}$ の変

換性を調べると，それがまさにヤン-ミルズのゲージ変換

$$A_\mu{}^a \longrightarrow A_\mu{}^a + f^a_{bc}\epsilon^b A_\mu{}^c + e^{-1}\partial_\mu \epsilon^a \qquad (13)$$

となっていることが確かめられる．変換(12)は，内部空間における等長変換であり，そのパラメターは4次元座標 x^μ の任意の関数 $\epsilon^a(x)$ である．このようにしてゲージ変換にも，幾何学的な裏づけが与えられたのである．

拡張カルーツァ-クライン理論の問題点

前節で，拡張されたカルーツァ-クライン理論について，その骨子を説明した．以下では，この理論のいろいろな局面につき，問題点を挙げながら，現状と今後の展望について述べてみたい．

自発的コンパクト化に関する問題

まず，先に述べたように，自発的コンパクト化が十分厳密に定式化されていないことが問題である．このため，種々の古典解が得られても，どれが真の基底状態を与えるのか，それを調べる方法もはっきりしないという状態である．現在のところ，それぞれの古典解が与える時空に生じうる種々の励起モード——4次元的な場——の安定性を調べるのが一つの方法である．この種の研究から，次のような重要な事実がわかっている．

M_n として最も簡単な例である S^n を考えてみよう．この半径を，以前には定数 l と書いておいたが，この半径も実は力学的な変数であり，運動方程式の解として適当な値に決まるべきものである．実際(5)，あるいは(6)の右下の部分は，4次元的なスカラー場 $\phi(x)$ を使って $\phi^2\gamma_{\alpha\beta}$ と書かれるべきであり，この ϕ のポテンシャルが極小をもつならば，ϕ はそこにおちつき，そのときの ϕ の値が l^{-1} を与える．しかし純粋なカルーツァ-クライン理論，つまり D 次元のアインシュタイン理論においては，このポテンシャルが意味のある極小をもたないことがわかる．いい換えると，有限な半径の S^n は，D 次元のアインシュタイン方程式の古典解となっていない．

この点を改修すべく種々の試みがなされたが，成功したのは，いずれも D 次元において，何らかのゲージ場をあらかじめ導入したものであった．それらの中で最もすっきりしているのは，完全反対称テンソル場を導入する理論である．これは $A_{M_1,\cdots,M_r}(x)$ と表わされ，添字 $M_1,\cdots,M_r$ のどの二つを入れかえても符号を変えるテンソル場である．添字の個数 r を階数と呼ぶ．$r=1$ のときが普通のベクトル場，つまり電磁場のポテンシャルとみなしうるもので，その拡張を考えるのである．電磁場と同様，この場は，一種の可換ゲージ場と考えることができる．

このような場を加えることによって，安定な古典解を得ることができるのであるが[5]，そもそも D 次元においてすでにアインシュタイン理論プラスゲージ場という理論から出発するのは，KALUZA の初めの考えからはなはだしく逸脱しているのではないかという意見もあろう．しかし自発的コンパクト化を重視するならば，単純性もある程度犠牲にしなければならないのかもしれない．また，初め導入するのは可換ゲージ場であり，4次元に移った結果，もっと複雑な非可換ゲージ場が自然に出てくるのであれば，やはり有意義な理論であるともいえよう．また，先に述べた11次元の超重力理論には，3階の完全反対称テンソル場が含まれており，この種の場には，もっと基本的な意味があることを示唆している．

この3階の反対称場については，FREUND と RUBIN が興味ある指摘をしている[6]．すなわち，3階の反対称場から作られる場の強さは4階の完全反対称テンソル F_{MNPQ} であるが，その成分の中で，4個の添字が全部4次元時空に属するものは

$$F_{\mu\nu\lambda\rho} = f\sqrt{-g}\,\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} \qquad (14)$$

で表わされるような“真空期待値”をもつことができるのである．f は定数，$\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}$ はレビ-チビタ記号である(添字について完全反対称，$\mu\nu\lambda\rho$ が1230の偶置換であれば $+1$)．ここで重要なことは，4階の反対称テンソルである $F_{\mu\nu\lambda\rho}$ が真空期待値をもつことができるのは，4次元に限るということである．一方，場の強さの階数が4であることは，時空の次元数とは本来無関係であった．

これは11次元時空における超重力理論の帰結である．換言すれば，11次元の超重力理論は，われわれの時空の次元数が4となるように自発的コンパクト化がおこるべき必然性を初めから内包しているのである．あるいは，われわれの時空がなぜ4次元であるかを説明している，といってもよいであろう．

階級性の問題

D次元のカルーツァ-クライン理論に含まれる長さ(または質量)の次元をもつ定数は重力定数，あるいは同じことであるがプランクの長さl_*だけである．したがって，自発的コンパクト化がおこった後に出現する4次元的な場の質量は，ゼロか，またはプランク質量$m_*=l_*^{-1}\sim10^{19}\,\mathrm{GeV}/c^2$のオーダーに限られるであろう．もしそうであれば，質量がGeV，またはせいぜい100 GeVのオーダーの“普通の”素粒子は，第1近似としては質量ゼロと考えるべきである．この意味で，質量ゼロの場にはどんなものがあるかを調べるのは特に重要である．ゲージ場の質量はゼロであることが導かれるが，他の場に関しては事情は複雑である．スカラー場については，S^7など，特別な場合には質量ゼロのものが現われることが調べられているが，もっと一般の場合は，今後の課題である．かつてCHOとFREUNDは，現実のゲージ理論で不可欠の役割を果たす南部-ゴールドストーン-ヒッグズ場がゲージ場と同じ資格で登場する理論として，カルーツァ-クライン理論に期待をかけたのであったが(3)，現実との距離は，この点でもまだ遠いようである．

質量の問題に関しては，フェルミオンの方が困難が一層大きい．なぜならば，D次元のスピノル場は，自発的コンパクト化の結果，内部空間のスカラー曲率の平方根に比例する質量をもつことが示されているからである(LICHNEROWICZの定理)．M_nの大きさがプランクの長さのオーダーであることを考慮すると，これはすべてのフェルミオンが，プランク質量くらいの質量をもつことを意味する．したがって“普通の”クォークやレプトンを再現するためには，上の定理の適用を例外的に免れる“ゼロモード”が存在しなければならない．この問題は，フェルミオンがカイラル性をもちうるか，という問題とも関連している．その詳細は省略するが，ここでも可換ゲージ場の導入が有効である(7)．すなわち，前記の安定性の議論と同様，D次元における純粋のアインシュタイン理論では不十分なことが示唆されているようである．

とにかく，何らかの理由によって，質量ゼロのフェルミオンやボゾンが得られたとしよう．次には，おそらくカルーツァ-クライン理論のもつ不変性のどれかがわずかに破れることの効果として，これらの場がプランク質量に比べて17桁以上も小さい質量を獲得する，と考えなくてはならない．比にして10^{-17}以下という小さな数がどのようにして導かれるか，これは，大統一理論以来議論されてきた“階級性(hierarchy)の問題”で，これも今後の課題の一つである．

内部空間は何であるべきか

内部空間としてCREMMERとJULIAはT^7(7次元トーラス)を仮定した．これはカルーツァ-クラインの5番目の座標を7個重ねただけのもので，出現するゲージ場は，電磁場と同じ可換ゲージ場7個となり，簡単化されすぎている．非可換ゲージ場が得られる内部空間として最も簡単なものはS^nであろう．11次元超重力から出発する場合は7次元球面S^7である(8)．これは$SO(8)/SO(7)$という均質空間とみなすことができるので，$SO(8)$という非可換群が得られる．しかしこれでも，大統一理論の候補である$SU(5)$に比べるとはるかに小さい．結局，CREMMERとJULIAの理論と同様，何らかの“かくされた対称性”を探さなくてはならないであろう．それにもかかわらず，将来の研究の原型として，S^7に関する研究は非常に活発に行なわれている(8)(例えば，S^7は，群多様体以外で，可平行な唯一の空間である，という数学的に興味ある性質なども注目されている(9))．

一方，大統一理論ではないが，もっと現実に近い$SU(3)\times SU(2)\times U(1)$というゲージ対称性を直接導こうという提案もある(10)．特に，$SU(3)$

の変換が作用する空間として2次元複素射影空間 $CP_2(=SU(3)/SU(2)\times U(1))$ をえらび，$SU(2)$ に対しては $S^2(=SO(3)/SO(2)=SU(2)/U(1))$，$U(1)$ に対して S^1 をあてがうならば，積空間 $CP_2\times S^2\times S^1$ はちょうど7次元となっていることは興味深い(CP_2 は，実数でいえば4次元空間である).

宇宙初期と多次元時空

宇宙初期の物理学に多次元時空の効果が現われる可能性がある．先に述べたように，内部空間のサイズは，プランクの長さくらいで極めて小さいが，大統一理論で問題にされる時期，すなわちビッグバン以後 10^{-36} 秒で温度が 10^{15} GeV，あるいはそれより少し以前の時期では，内部空間のサイズは決して無視できる小ささではない．そのような時期の宇宙は，4次元ではなく，D 次元として記述されねばならない．このように，多次元時空を，単なる数学的手段ではなく，実際の物理的な時空として捉えようとする立場がある(11)．特に興味があるのは，現在の内部空間の大きさと，現在の宇宙の大きさとの違い，すなわち比にして 10^{60} くらいの差を理解できる可能性が存在することである．

つまり宇宙のごく初期，たぶん宇宙の誕生後 10^{-44} 秒(＝プランク時間)くらいの時期には，3次元的な宇宙と内部空間とは同じ大きさから出発したのであるが，その後，3次元的な宇宙は膨張し，内部空間の方は収縮したか，あるいはあまり変化しなかったために，現在みるような差が生じた，というシナリオである．このような時間的変化が，D 次元のアインシュタイン方程式の結果として導けるならば，上に挙げた 10^{60} という巨大な数は，明らかに宇宙の年齢に関係していることになる．これはまた，DIRAC の巨大数の仮説(12)とも通ずるものがある．

カルーツァークライン理論の特徴として，重力定数が宇宙時とともに変化する可能性も存在するが，正確な議論のためには，電子，陽子といった普通の素粒子の質量が，やはり宇宙時とともにどのように変化するか，あるいはしないかを知らなければならない．しかし，このような“軽い”素粒子の質量の起源がまだ明らかにされていないことは，前述した通りであり，DIRAC の考えとの関係を速断することはできない．

一方，内部空間のサイズが時間的に変化するならば，(11)の関係から，ゲージ結合定数も時間とともに変わることとなる．現在，微細構造定数の時間的変化については，種々の観測事実から，非常に厳しい上限が得られている($\dot{\alpha}/\alpha\lesssim 10^{-17}\,\mathrm{yr}^{-1}$)．このことから，現在に至る宇宙の年齢の大部分の時期で，内部空間の大きさはほとんど変化しなかったと考えてよさそうである．しかし，先に述べた，内部空間の大きさが無視できなくなるような時期に関しては，急激な時間的変化があったと考える方が，むしろ自然であろう．

最大の難問，宇宙項

上の問題にも関連していて，カルーツァークライン理論にとって，おそらく最も手強い難問と考えられるのが，宇宙項の問題である．宇宙定数は，もしゼロでないにしても極めて小さいと信じられており，観測的な上限は $10^{-57}\,\mathrm{cm}^{-2}$ とされている．しかしカルーツァークライン理論からは，これより120桁くらい大きな値が予言されるのが普通である．これは，4次元における宇宙定数 Λ は，大体内部空間の大きさの -2 乗，すなわち $\sim l_*^{-2}$ と与えられるからである．もっとも，このような不一致はカルーツァークライン理論に限らず，およそ，量子力学的な素粒子論と一般相対論とを結びつけようとする場合，ほとんど避け難い困難である．しかしカルーツァークライン理論では，内部空間と時空のつながりが特に密であるだけに，一層際立った困難となる．

時空の基底状態は，Λ が正の場合はド・ジッター時空，Λ が負の場合は反ド・ジッター時空となる．特に内部空間が S^7 の場合は後者となる．これらは，いずれも現実の時空とあまりにも違いすぎる．これに対する考え方は，おそらく次の3通りであろう．

第1は，宇宙定数に寄与する別の項を導入することである．例えば，D 次元において初めから宇宙項を入れておき，それ以外に現われた寄与を完

全に打ち消してしまうことである．同様な結果は，量子論的な効果からも期待できる．しかし，どちらにしても，理論に現われるパラメターを120桁くらいの精度で微調整しなくてはならず，極めて不自然である．

第2の態度として，カルーツァ-クライン理論が適用されるのは，宇宙のごく初期に限られる，と考える．宇宙は，たしかに，巨大な宇宙定数のド・ジッター，あるいは反ド・ジッター時空の時期を経たが，その後，相転位をおこして，現在のようにほとんど平らな時空に移行した，というシナリオで，これがうまくいくかどうかは今後の問題であろう．

第3の道として，HAWKINGの“時空の泡”という考えがあることを付記しておこう[13]．これによれば，理論から計算される宇宙定数は，観測値とは全く別のものである．したがって，上記の困難は解消することになるが，カルーツァ-クライン理論の内部空間との関連については，さらに明らかにすべき点が残されている．

以上，カルーツァ-クライン理論の現代版について，その背景，内容の骨子，種々の問題点などについて概括してみた．この理論が極めて活発な研究の対象となっている理由は，もちろん，目標の雄大さと，方法のエレガンスさにあるが，一つには，素粒子の内部空間という，これまでは時空とは独立で抽象的な存在とみなされがちであったものが，実は時空の一部であると主張する，その具体性にあるように思われる．ここにもまた，半世紀を越える時代の変化をみることができる．KALUZAの時代には，内部空間は，みえないくらい小さいものとしておけば十分であった．しかし現在では，素粒子の多様性を内包する，複雑な対称性をもった空間でなければならない．さらには，宇宙初期には，時空が実際に11次元であったことをみることができるかもしれない，というように，物理的描像をひろげてくれる点が，この理論を魅力的にしているのであろう．

とはいえ，現実との距離は依然として大きく，理論はまだ発展途上である．しかも，自発的コンパクト化の本質といった根本的な問題で，いまだに想像力に依存しすぎた部分があることも認めなければならない．それにしても最大の問題は，やはり宇宙項であろう．アインシュタインが，いったんは宇宙項を導入したことを後悔した，というのは有名な話である．彼は，招きさえしなければよかった，と考えたのであろうが，現代的な目からみると，宇宙項は，想像以上にしたたかな，招かれざる客のようである．

文　献

(1) Th. KALUZA: Sitzungber. Preuss, Akad. Wiss. Berlin, Math. Phys. (1921) p. 966; 邦訳（清水・牟田訳）: 素粒子論研究, **67**, 270 (1983)

(2) O. KLEIN: Z. Phys., **37**, 895 (1926); 邦訳（清水・牟田訳）: 素粒子論研究, **68**, 125 (1984)

(3) Y. M. CHO & P. G. O. FREUND: Phys. Rev., **D 12**, 1711 (1975)

(4) E. CREMMER et al.: Phys. Lett., **76 B**, 409 (1978); E. CREMMER & B. JULIA: Nucl. Phys., **B 159**, 141 (1979)

(5) Y. FUJII et al.: Phys. Lett., **131 B**, 319 (1983)

(6) P. G. O. FREUND & M. A. RUBIN: Phys. Lett., **97 B**, 233 (1980)

(7) S. WATAMURA: Phys. Lett., **129 B**, 188 (1983); **136 B**, 245 (1984); E. WITTEN: in ‘Shelter Island II’, R. JACKIW et al. ed., The MIT Press (1985)

(8) 例えば, M. J. DUFF & C. N. POPE: in ‘Supersymmetry and Supergravity 82’, World Science Publishing Co. (1983)

(9) F. ENGLERT: Phys. Lett., **119 B**, 339 (1982)

(10) E. WITTEN: Nucl. Phys., **B 186**, 412 (1981)

(11) A. CHODOS & S. DETWEILER: Phys. Rev., **D 21**, 2167 (1980)

(12) P. A. M. DIRAC: Proc. Roy. Soc. London, **A 165**, 199 (1938); **A 338**, 439 (1974)

(13) S. W. HAWKING: Nucl. Phys., **B 144**, 349 (1978)

16 超 弦 理 論

吉 川 圭 二*

1970年代の初期に，ハドロンの理論として登場した弦理論は，素粒子の重力を含むすべての相互作用を統一する理論の候補として再登場してきた．統一理論に関連するさまざまの困難を述べたあと，なぜ超弦理論が有力な候補とみなされているか，また，どのような困難が未解決のまま残っているかを概観する．

粒子仮説

物質の基本的な構成要素は何かという問にたいする答は，分割不可能な粒子であるとするのが，ギリシャのデモクリトス(B. C. 460～370 ころ)以来の伝統である．実際，素粒子物理学はその粒子仮説にもとづいて多くの成功を収めてきただけでなく，現時点でその考え方が実験と矛盾するような事実は一つもない．ファインマンはどこかで，かりに何かの理由で後世の人に現代科学のくわしい成果を伝えることができないような事情がおこったとして，ただ一言だけ伝言がゆるされるなら，私は物質が粒子からできていると言い残したいと述べている．

ところが，基本構成粒子と考えられているものの数は決して少なくない．一般に素粒子と呼ばれている，陽子，中性子，π 中間子などは，基本粒子ではなく，それらはすべてクォークによって構成されているのである．現在，標準理論と呼ばれている枠内で数えてみても，基本粒子は表 1 に示すように，15 個(または 16 個)から構成されるフェルミオン族が最低 3 世代(合計 45 または 48 個)必要であり，ボゾンは最少限 8 個は必要である．これらのすべてが，互いに無関係な基本構成子であるとはかぎらない．例えば $SO(10)$ 対称模型と呼ばれる大統一理論[1]では，16 個からなる一世代が，ある 1 種の粒子の異なった状態とみなされる．スピンの異なる電子は同一粒子であるが，これは自転の方向が異なるだけであるとする考え方の拡張である．このように考えると，自然現象に統一性は付けられるが，必要となるボゾンは，ゲージ粒子が 45 個，ヒックス粒子が 16 個，などと多くなる．

それだけならよいが，現実の世界はそのような高い対称性を示さない．したがって，今度は対称性がどのように破れているかを説明するために，多くのパラメターを導入して理論を再構成しなければならない．それらのパラメターの数は最低二十数個は必要となる．さらにこれらの大統一理論は，その対称性の破れを自然に理解するために，フェルミオンとボゾンも同一粒子の異なる状態と考える対称性，いわゆる超対称性理論にまで拡張されなければならないと考えられている．ここまで込み入った理論を構成しても，まだわれわれにもっともなじみの深い重力相互作用を媒介する重力子は含まれていない．

もちろん，すべての理論上の可能性をつくしたわけではないが，これらの模型のどれかが，何か別の理論の結果として導出されることはありえても，われわれの世界を支配する基本法則であると

表 1 基本粒子．フェルミオン族は表と同様の世代が，少なくとも三つ存在する．ニュートリノ ν_R については，現在のところ存否が確定していない．

第一世代フェルミオン			ボ ゾ ン	
クォーク	$\begin{pmatrix} u_L & u_R \\ d_L & d_R \end{pmatrix} \times 3$	12 個	ゲージ粒子	γ $W^{\pm}$ Z^0
レプトン	ν_L [ν_R] e_L e_R	3[4]個	ヒックス粒子	ϕ^+ $\bar{\phi}^0$ ϕ^0 ϕ^-
合 計		15[16]個	合 計	8 個

* Keiji KIKKAWA 大阪大学理学部

はみなしえない．ではどのような統一理論の可能性があるだろうか．以下の三つがまず考えられる．

(1)クォーク，レプトンなどは基本粒子ではなく，もう一段下に別の基本粒子があるとする粒子仮説．

(2)われわれの住む時空間の構造が，単なる4次元時空でなく，もっと高次元であるとする幾何仮説．

(3)基本構成物質は粒子ではなく，弦(ひも)とか膜，またはボールのように本来拡がった物体であるとする仮説．

(1)の粒子仮説に関しては，テクニカラー模型とかプレオン模型などと呼ばれるものが多く提案され，過去10年間研究されてきた．しかし，結局は上記の大統一理論と同じような事情がおこり，より簡単で，パラメターの少ない理論は発見されていない．幾何仮説は粒子仮説と相容れないものではない．ただし，このように時空の構造を考慮するときには，重力子を無視することはできない．重力子も本来粒子であるとする粒子仮説に執着するかぎり，(1)の場合と同様の困難が避けられないだけでなく，重力を量子力学的に取り扱う理論が現在までのところ発見されていないのである．アインシュタインの一般相対性理論は，量子力学の原理を考慮に入れない場合は，つまり，巨視的な物理現象に適用するかぎりでは，実験的に高い精度で検証された理論である．これを，素朴に量子論にもとづいて取り扱うと，重力は粒子(重力子)としてふるまう．しかし，アインシュタイン理論は高度の非線形理論であるために，あらゆる計算の段階で無限大の発散がおこり，これらに対してはくりこみ理論も適用できない．

この小論はしたがってデモクリトスを離れ，(3)の可能性に関する最近の研究の状勢を報告するのが目的である．しかし，拡がった物体仮説は，(2)の時空拡張仮説と矛盾するものではない．以下に述べるように，量子力学の原理を保とうとすると，弦模型は特定の高次元時空にしか存在しえないという結論がでてくる．



図1 n 次元に拡がった物体．$n=1$: 弦，(a)開弦，(b)閉弦．$n=2$: 膜，$n=3$: 弾性球．

なぜ弦か？

粒子仮説は否定するとしても，すぐに“ひも”がよいということにはならない．歴史的には，ひもの量子力学は1970年代の初期に，ハドロンを記述する模型としてくわしく研究されていた．これについて例えば1975年の‘科学’の解説[4]を参照されるとよい．これが今度は，素粒子のすべての相互作用を統一する理論の候補として再登場してきた．ここでは，ひもを特徴づける定数が，以前は1 GeV程度であったのに対し，プランクエネルギー(～10^{19} GeV)に増大し，ハドロンを生みだすかわりに，クォークやゲージ・ボゾンを生みだす理論として用いられる．

どのような模型を考えるにしても，それが統一理論となるためには，いくつかの最低限満さなければならない条件がある．前節で粒子仮説がうまくいかないことを述べたけれども，現実に“粒子として見える”ものがあることは否定できない．その意味で標準理論は確認された事実である．この理論は，ゲージ理論と呼ばれ，質量がゼロのゲージ粒子が基本的な役割を果たしている．したがって，どのような理論でも，われわれが現在実験を行なっているような低エネルギー領域(≲数百GeV)では，質量がゼロのゲージ粒子や，重力子として振る舞う“粒子”を生み出すものでなければならない．

そこでいま，n 次元に拡がった物体を考えてみよう(図1)．$n=1$ なら“ひも”，$n=2$ なら“膜”，……である．簡単のために，これらの物体がそれぞれ一つの弾性定数 κ_n で特徴づけられる一様物体であるとする．κ_n の次元は $[\kappa_n]=ML^{1-n}T^{-1}$ であたえられる．理論は特殊相対性理論の要求を満さなければならないから，光速 c，その次元は

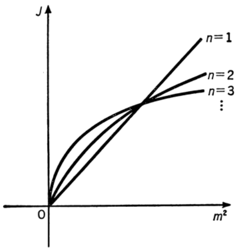


図 2　古典力学において，n 次元物体が回転するときの角運動量(スピン)と質量の関係.

$[c]=\mathrm{LT}^{-1}$，が関係する．物体が重心のまわりに回転しているとして，その角運動量(スピン)を J，回転によって生じるエネルギーまたは質量を m とする．ここで，J と m の間の関係式を導くとすれば，$[J]=\mathrm{ML}^2\mathrm{T}^{-1}$，$[m]=\mathrm{M}$ に注意すると

$$J = A_n(\kappa_n)^{-1/n}(cm)^{(n+1)/n} \qquad (1)$$

が次元解析だけから得られる．ここに，A_n は無次元の定数である．図2には，式(1)のグラフが示してある．この関係式は古典力学の範囲内で正しく，図2は質量がゼロで，角運動量がゼロの状態が任意の n 次元物体で可能なことを示している．

この物体を量子力学的に取り扱うと，まず第1に，回転や振動運動は量子化されて，スピンが整数値をとるものだけが許される．第2に，古典的には質量ゼロの状態も，物体の振動モードからくるゼロ点振動のエネルギーのために有限の質量をもつことになる．すなわち，式(1)の質量 m は

$$m^2 \rightarrow m^2 + \Delta m^2 \qquad (2)$$

と置きかえられなければならない．Δm^2 はカシミール効果と呼ばれている．(2)を(1)に代入すると，結局(1)にカシミール効果による補正項が加わり，

$$J = A_n(\kappa_n)^{-1/n}(cm)^{(n+1)/n} + \hbar\cdot B_n \qquad (3)$$

となる．ひも($n=1$)の場合は，無次元量 B_1 の値が正確に計算できる．もっとも簡単な南部-後藤の開弦の場合，式(3)は

$$J = \frac{c^2m^2}{\kappa_1} + \hbar\frac{D-2}{24} \qquad (4)$$

となる(図3)．ここに D は時空間の次元数である．$D-2$ は南部-後藤の弦がもつ力学的自由度の数

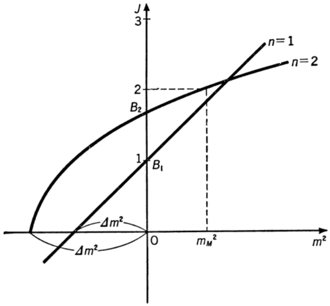


図 3　量子力学におけるスピンと質量の関係. ひも(弦)の場合は，臨界次元において，切片 B_1 は必ず整数になる．膜の場合は切片 B_2 が超越数になる．曲線が整数を切る点に粒子があらわれるので，膜の場合は質量がゼロの粒子が得られない．

をあらわす．ひもの理論が，上に述べたように質量ゼロのゲージ粒子(スピン=1)を生み出すためには，(4)の切片が整数でなければならない．すなわち，時空の次元数 D が，2, 26, 50, … のときだけこれは可能である．実際には，$D>26$ は他の理由で排除されるので，この場合 $D=26$ だけが許される．$D=2$ は小さすぎて，われわれの時空次元4に満たないからだめである．ここでは，質量ゼロの量子状態(これは粒子としてふるまう)が出るべきであるという条件から $D=26$ を導出したが，一般に $D=26$以外の場合は，理論が相対性原理と矛盾したり，その他の理論上の困難があらわれる．このように，特別の次元 D の場合にかぎり矛盾のない量子力学が可能であるとき，D を臨界次元と呼ぶ．

上記の南部-後藤のひもは臨界次元が26であるが，後で説明する超弦理論の臨界次元は10である．

さて，ひも以外($n\geqq 2$)のときはどうなるだろうか．一般的な議論はまだないが，筆者たちは最近簡単な膜の模型の場合に，式(3)の切片 B_2 を計算した．結果をいうと，

$$B_2 = (\text{超越数})\times(D-3) \qquad (5)$$

となり，どのような整数次元 D をとっても，切片は整数にならず，したがって質量ゼロの粒子は期待できない．その他の場合($n\geqq 3$)も一般に(5)

表 2　10 次元時空において構成できる超弦模型.

	模　　型	構　造	ゲージ粒子数	超対称性	文献
SST型	I-$SO(32)$	開弦⊕閉弦	496	Yes	(2)
	II-A	閉弦	0	Yes	(2)
	II-B	閉弦	0	Yes	(2)
ヘテロ型	$SO(32)$	閉弦	496	Yes	(10)
	$E(8)\times E(8)$	閉弦	496	Yes	(10)
	$O(16)\times O(16)$	閉弦	240	No	(3)

のような関係式が得られると予想される.

弦理論は一般に，適当な時空次元を取ると質量がゼロで，スピン 1 の粒子とスピン 2 の粒子を生み出す．そして，スピン 1 の粒子はゲージ粒子の性質をもつこと，またスピン 2 の粒子は重力子の性質をもつことが，SCHERK, NEVEU, SCHWARZ, 米谷[5]の各氏によって確認された．この発見が，弦理論を重力を含む統一理論として見直すきっかけとなった.

超弦理論

上に述べた南部-後藤のひもは，もっとも簡単な模型であるので，ひものいろいろな性質を調べるのによく用いられるが，現実の統一理論の模型にはなりえない．その理由は，まずひもの基底状態として質量が虚数になるタキオンが現われる．また，粒子スペクトルの中にフェルミオンが現われない．これらの欠点をもたないひも模型は，最初はやはりハドロンの模型として，1971 年に NEVEU と SCHWARZ によってボゾン模型が，また RAMOND によってフェルミオン模型が提案された[6]．実際には，これら両方の模型を素材にして，フェルミオンとボゾンが対称にあらわれる超弦理論が何種類か構成される．物理的には，超弦はスピンをもった粒子がひも状につながったものと考えてよい．現在のところ，統一理論の候補になるかならないかの点を別にして，合計 6 種の，理論として内部矛盾を含まない超弦模型が発見されている (表 2).

これらの模型は，いずれも高い対称性を内臓していて，実はこの高い対称性こそが理論の“よい”性質を生み出す原因となっていると考えられている.

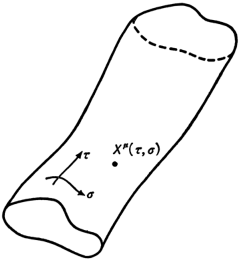


図 4　閉弦が運動してえがく世界面.

まず，ひもが時空間を運動するとその飛跡として一つの世界面がえがかれる (図 4)．それをパラメター (τ,σ) で座標づけをする．超弦を記述する力学変数は，世界面上の 1 点でのひもの座標 $X^\mu(\tau,\sigma)$ と，その点に分布しているスピン $S^{aA}(\tau,\sigma)$ である．ここで，$\mu(=0,1,\cdots,9)$ は時空の座標成分をあらわし，$a=(1,2,\cdots,32)$ は 10 次元空間内のスピノール成分をあらわす．また $A(=1,2)$ は，世界面を 2 次元空間と考えたとき，(光円錐ゲージでは) 2 次元スピノールの成分をあらわす．模型によって多少の違いはあるが，いずれの模型も次のような対称性をもつように弦の作用関数が構成されている.

(a) 10 次元時空におけるポアンカレ不変性.

これは，X^μ と S^{aA} がローレンツ変換と座標の平行移動に対して，それぞれベクトルおよびスピノールとして変換するときの不変性.

(b) 世界面上の座標づけの変更に対する不変性.

一回微分可能な任意の関数を f^0, f^1 とするとき

$$\tau\to\tau'=f^0(\tau,\sigma),\qquad \sigma\to\sigma'=f^1(\tau,\sigma)$$

に対して不変.

(c) ワイル変換に対する不変性.

世界面の計量テンソル $g_{ab}(\tau,\sigma)$ を補助変数として使うとき，$\rho(\tau,\sigma)$ を任意関数とするとき，$g_{ab}\to\rho g_{ab}$ に対する不変性.

(d) 超対称性.

座標 X^μ とスピノール S^{aA} の適当な入れかえ変換に対する不変性.

(a) は相対論的不変な理論を考えるとき当然必

要と考えられる．(b)は，ひもの運動によっておこりうる負のノルムをもつ状態(ghost)を消去するために必要である．(c)は，ひも理論で本質的な役割をする共形変換(conformal transformation)に直接関係するもので，この不変性があるために弦同士の相互作用の導入が可能になる．また，この不変性は前述の臨界次元 $D=10$ にも関係する(後述)．(d)はボゾンとフェルミオン間の対称性に必要であるだけでなく，タキオンを消去したり，理論が発散を含まないためにも必要である．

ここで，超弦理論がなぜ奇跡的な理論と呼ばれるかを簡単に説明しておこう．

一般に弦理論に限らず，ある対称性をもつ理論(作用関数)が与えられたとき，それに対応する量子論はその対称性を保つとは限らない．よく知られている例は，質量ゼロのクォーク理論で，その作用関数 S_{ch} はクォーク場 ψ と $\bar{\psi}$ を

$$\psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi, \quad \bar{\psi} \to \bar{\psi}e^{i\alpha\gamma_5}$$

とするカイラル変換に対して不変である．このためネーターの定理から軸性ベクトル・カレントの保存則が形式的な方法では得られる．ところが，これを量子化すると，上記の不変性は破れる．その原因は，径路積分

$$\int \mathrm{d}\psi \mathrm{d}\bar{\psi} \exp[iS_{ch}]$$

において，積分の測度 $[\mathrm{d}\psi\mathrm{d}\bar{\psi}]$ がカイラル変換に対して不変ではないからである．このことは，軸性ベクトル・カレントの性質をていねいに量子論によって調べてみると，保存則が実際破れていることによっても確かめられる．一般にこのような原因で保存則を破る項を，量子力学的異常項と呼ぶ[7]．

場合によっては，この異常項の存在は理論全体を破壊してしまう．例えば，ゲージ理論でゲージ・カレントの保存則が破れたとすると，くりこみ可能性や負ノルム粒子の消去などがすべて不能になり，理論としての無矛盾性が壊される．現在の場の理論ではこの異常項の研究はたいへん進んでいて，特殊な条件がそろわなければ，一般には異常項があらわれることがわかっている．ところが，現実の素粒子を記述するグラショウ-ワインバーグ-サラム理論においては，ちょうど異常項が相殺するような粒子の組合せだけが1世代を構成している．時空次元が4以上になると，この異常項はゲージ不変性だけでなく，一般相対性原理すらも破ることが知られている．

超弦理論に話をもどそう．超弦理論は最初の節で述べた理由でゲージ粒子と重力子を生み出すために，理論はどれかの群に対応する超ゲージ対称性と超重力理論を生み出す．超重力理論とは，スピン2の重力子と，それに対になっているスピン3/2のフェルミオンを含む超対称な重力理論である．ここでも，量子力学的異常項が存在すると，せっかくの理論も自己矛盾を含むものになる．まず，1983年に ALVAREZ-GAUMÉ と WITTEN[8] は SST-II 型の理論はこれらの異常項を含まないことを示した．ただし，SST-II は現実の理論と考えるには対称性が小さすぎると考えられるのであまり注目を引かなかった．彼らは同時に，SST-I には異常項が存在することも示した．ところが翌1984年に，GREEN と SCHWARZ[9] は，SST-I 模型でも，ゲージ対称性が $SO(32)$ なら異常項が消滅することを具体的に示した．このとき彼らは，もし $E(8)\times E(8)$ 群のゲージ対称性をもつ超弦理論が存在するとすれば，それも異常項をもたないことも指摘している．$E(8)\times E(8)$ 理論はただちにプリンストン大学のグループ[10]によって構成されたのである．これはヘテロ型超弦理論と呼ばれ，現在では表2に示したように3種の模型が知られている．

このように異常項の問題は，最初は量子論の病的な面と考えられていたが，現在では逆に何か自然界の本質的な原理に関係する要素で，実在する法則は異常項が自動的に消滅する機構を内蔵するものに限られるとの考えから，理論構成の目安として利用されている．それにしても，超弦理論の異常項消滅のようすを解析してみると，奇跡の理論と呼ばれるのも無理のない数学的偶然の重なりがおこっている．

以上では，弦理論が生み出すゲージ対称性と重力理論の異常項について述べたが，もう一つ共形不変性の異常項も大切な役割をする．これは(c)

に示したワイル不変性が破れる異常項といってもよい．前には，臨界次元 $D=26$ または 10 は理論が質量ゼロの粒子を生み出す条件から導出されると述べたが，同じ結論がワイル不変性に関する異常項が消滅すべきであるという条件からも得られる．

もう一つ，異常項の消滅と関係あると思われているものに超弦理論の有限性の問題がある．一般にどのような場の理論においても，理論を摂動で取り扱ったときの発散の程度は，その理論のもつ対称性が高くなるに従って，互いに消去し合って減っていく．粒子仮説にもとづく理論においても，できるだけ高い超対称性を導入しようとした一つの理由はそこにあった．しかし，重力理論においては，超重力を導入しても発散をさけることはできなかった．超弦理論では，この理論が重力理論を含むのにもかかわらず，上記の異常項が消滅するための条件と同じ条件のもとで発散が消滅する．現在のところ，超弦理論以外に量子論的重力を矛盾なく取り扱いうる理論は発見されていない．

なおここではふれなかったが，ヘテロ型理論はその幾何学的性質から，粒子の内部自由度(ゲージ対称性)を生成するという魅力的な性質をもつ．

コンパクト化

このように述べてくると，超弦理論はよいことずくめのように聞こえるがそれだけではない．まず臨界次元が 10 である点が困る．われわれの住む世界は，少なくとも 4 次元時空に見えるからである．ところが重力を含む理論は，その時空間の構造も運動方程式の解として決定されるべきものである．したがって，全体の次元は 10 次元であっても，弦の理論から導出される運動方程式の解が，4 次元のミンコウスキー空間と，残りの 6 次元が縮まった(コンパクト化した)ものになっていれば問題はないのである．ではそのような解があるか．これがコンパクト化の問題と呼ばれるものである．

現在のところ，弦の方程式を直接解いて望ましいコンパクト化をした解を見つけた人はいないが，間接的な方法を用いてコンパクト化の存否を確かめる方法はある．

その一つの方法は，今まで何度もでてきた共形不変性を十二分に利用することである．この筋書きを説明するためにまた南部-後藤のひもを例にとろう．このひもの古典的作用関数は

$$S_M = -\frac{1}{4\pi\alpha'}\int \mathrm{d}\tau\mathrm{d}\sigma\sqrt{-g}\,g^{ab}\partial_a X^\mu \partial_b X^\nu \eta_{\mu\nu} \tag{6}$$

で与えられる．ここに g_{ab} は 2 次元の世界面の計量テンソル，$\eta_{\mu\nu}$ は 26 次元のミンコウスキー空間の計量テンソルである．この系の力学変数は g_{ab} と X^μ である．作用関数(6)は 1 本のひもが，26 次元のミンコウスキー空間を飛行するときの力学を定めるものであるが，そのことを忘れて眺めると，単に 2 次元の曲った空間上に 26 個のスカラー場 $X^\mu(\sigma,\tau)$ が存在するいわゆる 2 次元 σ-模型である．2 次元の場の理論は物理数学者の間でよく研究されていてなじみ深い．

さて，上式を量子力学的に取り扱うと，(6)は 1 本のひもの伝播の様子をあらわすが，実際には多数のひもが空間をうずめて，その結果 26 次元の時空は一般に曲った時空となる．これは時空の自発的コンパクト化である．ふつうの物性論や場の理論で知られている自発的対称性の破れに対応している．そのときの 26 次元計量テンソルを $G_{\mu\nu}(X(\sigma,\tau))$ とする．異常項のところで述べたように，このようなコンパクト化がおこっても，共形(ワイル)不変性は保たれなければならない．計量 $G_{\mu\nu}$ が与えられたとき，共形不変な作用関数は単に(6)の $\eta_{\mu\nu}$ を $G_{\mu\nu}$ で置きかえて得られるもの以外にない．

$$S_c = -\frac{1}{4\pi\alpha'}\int \mathrm{d}\tau\mathrm{d}\sigma\sqrt{-g}\,g^{ab}\partial_a X^\mu \partial_b X^\nu G_{\mu\nu}(X) + \cdots \tag{7}$$

上式の…は空間の計量に関係しないから省略した．この(7)は非線形 σ-理論と呼ばれるが，ひものバネ定数($\kappa_1=1/\alpha'$)が十分大きいとすると，α' を展開パラメターにして摂動展開ができて，(7)の量子論的な計算が可能である．この結果，一般には共形変換に対応する量子力学的異常項がおこるが，

これが全体では消滅しなければならない．実はこの要求から $G_{\mu\nu}$ に対する運動方程式が得られる．この方程式が，さきほど述べた4次元ミンコウスキー空間 M_4 と残りの6次元のコンパクト化した計量解を含んでいるかどうかをみればよい．

CANDELAS たち[11] は，この方法とは異なるが本質的には同じやり方で，ヘテロ型 $E(8)\times E(8)$ 模型の中に次のような性質を満す近似解をみつけた．

(1) 時空は $M_4\times K_6$ で，K_6 は6次元の KALABI-YAU 空間と呼ばれるコンパクト空間．

(2) このときの4次元時空 M_4 において

$$E(6)\times E(8)$$

の対称性をもつ超ゲージ対称性があらわれる．

(3) 質量がゼロのフェルミオンは4世代あらわれる．

これらの性質はすべて，現実の世界を説明するのに好ましいものであるが，これだけで十分とはいえない．

超弦理論はさきに述べたように，高度の対称性をもつ．しかし，実際の世界はその対称性がほとんど破れて，われわれがみるような複雑な様相を示す．したがって，基本的な理論は高度の対称性をもっていても，その対称性が，低エネルギーの世界では破れていることを説明しなければならないことは，粒子仮説理論の場合と同じである．

ところが粒子仮説と超弦理論の間には決定的な相異がある．粒子仮説では，対称性の破れを説明するたびに新しいパラメターを導入しなければならず，その導入には統一的なルールはない．超弦理論は，実は理論が二つのパラメター(ひもの弾性定数と相互作用定数)を含むだけで，それ以外のパラメターを導入する余地はない．この二つもそれぞれ，重力定数とディラトンと呼ばれるスカラー場のポテンシャルが最小値をとるという条件で決められるので，実際上自由にとれるパラメターはない．あとは，10次元時空が，4次元ミンコウスキー空間 M_4 と残りのコンパクト空間 K_6 になるときの，K_6 の幾何学的構造で全部の物理定数が決定されなければならない．幸か不幸か，そのような解は非常に多く(おそらく無限種類)あり，現在のところきわめて好ましい解は発見されていない．正しい解は，宇宙定数 Λ，微細構造定数 α，ニュートリノの質量，電子の質量，等等々，もろもろの数値を与えなければならない．

なお，表2には臨界次元 $D=10$ をもつミンコウスキー空間の理論を示したが，それらの変形模型として，初めから4次元のミンコウスキー空間に，コンパクト化をした多次元空間をもつような理論の構成[12] が試み始められている．現時点で，すべて満足のいく模型は発見されていないが，これらの研究には多くの期待がもたれている．

超弦理論にはまだまだ多くの問題が残っている．現在発見されている模型の中に正しいものが含まれているとは限らない．また，超弦理論でなければならないという実験上の根拠も現時点ではない．たとえ，ヘテロ型 $E(8)\times E(8)$ 模型が正しくても，どのようなコンパクト解をさがすべきか，まだ問題は始まったばかりである．

超弦理論を支えている根拠は，むしろ今迄述べてきた理論上の問題にある．量子重力(重力子)が弦の量子化によって現われ，一般相対性原理に従う重力理論は弦理論の低エネルギー(巨視的)極限として導出される点，量子力学的異常項の相殺機構が内蔵されている点，理論に発散の困難が伴わない点など，いずれも長い間物理学者を悩ました難問を解決している．

統一理論としての応用もさることながら，弦理論そのものの数学的・物理的性質の研究も大切な問題である．まず，弦の理論はそれを時空間内の場の理論として理論を構成し，研究することが必要と考えられる．弦の場理論については触れなかったが，現在三つの定式化が提案されている．一つは，筆者ら[13] によって提案された方法で，理論としては一番すっきりしているが，相対論的共変性をあらわに組み込んでないために，摂動的な計算以外への利用が困難である．第2の方法は WITTEN[14] による定式化で，これは相対論的共変であるが，閉じたひもを記述する理論が現時点ではない．第3は京都グループ[15] の定式化である．これは共変的で，開いたひも，閉じたひもと

もに記述できるが，ある余分なパラメターを含んでいるために，まだ研究の余地が必要と思われる．

おそらく，ちゃんとした弦理論は，弦の場の理論が定式化できて初めて系統的な物理理論となるだろう．特にコンパクト化などの非摂動的取り扱いが可能になると思われる．

弦理論には，いろいろな困難もあるが，局所場の理論にはみられない奇跡的な性質を数多くもっている．そして，量子論の適用可能性を大いに拡大したものと考えてよい．局所場の理論ですら1932年の HEISENBERG–PAULI 以来，その性質がよく理解されだしたのは1970年代に入ってからである．弦理論はまだ生まれて十数年しかたっていない．ゆっくり研究をする必要がある．

文　　献

(1) 一般の大統一理論については例えば，G. G. ROSS: Grand Unified Theories, Benjamin-Cummings (1985)；吉村太彦: 科学, **52**, 439, 517(1982)

(2) J. H. SCHWARZ: Phys. Rep., **89**, 223(1982)；M. B. GREEN: Surveys in High Energy Phys., **3**, 127 (1983)

(3) L. DIXON & J. HARVEY: Nucl. Phys., **B 274**, 93 (1986)；L. ALVAREZ-GAUMÉ et al.: Phys. Lett., **171 B**, 155(1986)

(4) 吉川圭二: 科学, **45**, 642(1975)

(5) A. NEVEU & J. SCHERK: Nucl. Phys., **B 36**, 155 (1972)；T. YONEYA: Prog. Theor. Phys., **51**, 1907 (1974)；J. SCHERK & J. H. SCHWARZ: Nucl. Phys., **B 81**, 118(1974)

(6) P. RAMOND: Phys. Rev., **D 3**, 2415(1971)；A. NEVEU & J. H. SCHWARZ: Nucl. Phys., **B 31**, 86(1971)

(7) 量子力学的異常項については例えば，S. B. TREIMAN et al.: Current Algebra and Anomalies, Princeton University Press (1985)

(8) L. ALVAREZ-GAUMÉ & E. WITTEN: Nucl. Phys., **B 234**, 269(1983)

(9) M. B. GREEN & J. H. SCHWARZ: Phys. Lett., **149 B**, 117(1984)

(10) D. GROSS et al.: Nucl. Phys., **B 256**, 253(1985)

(11) P. CANDELAS et al.: Nucl. Phys., **B 258**, 46(1985)

(12) K. S. NARAIN: Phys. Lett., **169 B**, 41(1986)；L. DIXON et al.: Nucl. Phys., **B 261**, 678(1985)；H. KAWAI et al.: Phys. Rev. Lett., **57**, 1832(1986)

(13) M. KAKU & K. KIKKAWA: Phys. Rev., **D 10**, 1110 & 1823(1974)；E. CREMMER & J. L. GERVAIS: Nucl. Phys., **B 76**, 209(1974)

(14) E. WITTEN: Nucl. Phys., **B 268**, 253(1986)

(15) HATA et al.: Phys. Lett., **172 B**, 186 & 195(1986)

17 理論物理学の終りはみえているか*

Stephen HAWKING**

近い将来，完全で統一された物理的相互作用の統一理論がつくられるかもしれない．$N=8$ 超重力理論はその有力な候補である．自然界における 4 種類の相互作用を統一しようとする歴史的流れを振り返り，そのような究極の理論が満たすべき条件を論じる．

この講演でお話したいと思っていますのは，理論物理学の目標があまり遠くない将来，例えば今世紀の終りまでに達成できるかもしれないということです．つまり，可能な全ての観測を記述する，完全で一貫した物理的相互作用の統一理論が得られるかもしれないということです．もちろん，このような予測をするに当っては非常に慎重でなければなりません．以前にも少なくとも 2 回，最終的な統合の寸前にあると考えられた時期があります．今世紀の初めあらゆるものは連続体力学によって理解できると信じられていました．必要とされたのは，弾性，粘性，伝導などいくつかの係数を測定することでした．この希望は，原子構造と量子力学の発見によってついえてしまいました．その次には，1920 年代後半に Max BORN が“現在のような物理学は 6 カ月で終りになるでしょう”と，ゲッチンゲンを訪れた科学者の一団に語ったものです．これは，Lucasian Chair の前任者である Paul DIRAC が電子の振舞を決定するディラック方程式を発見した直後のことでした．同様な方程式が陽子にも適用されるだろうと期待されていたのです．陽子は電子以外に当時知られていた唯一の素粒子と想像されていたものです．しかしながら，中性子と核力が発見されてこのような希望は打ち砕かれました．現在，私達は陽子も中性子も素粒子ではなく，もっと小さな粒子からできていることを知っています．それでも最近多くの進歩がありましたし，後で述べるように，ここに出席されている何人かの方々がまだ生きておられる間に完全な理論がみられるかもしれないという慎重な楽観主義を支持するいくつかの根拠があります．

完全な統一理論とは何か

完全な統一理論が達成されたとしても，最も簡単な状況においてしかこと細かな予測はできないでしょう．例えば，日常生活で経験するあらゆるものを支配する物理法則はすでにわかっています．DIRAC が指摘しましたように，彼の方程式は“物理の大部分と化学の全て”の基礎でした．しかし，方程式が解けたのは非常に簡単な系，すなわち 1 個の陽子と 1 個の電子から構成されている水素原子の場合だけです．もっと多くの電子をもつより複雑な原子の場合は妥当性があやしい近似と直観的な憶測に頼らざるをえません．1 個より多くの原子核をもつ分子の場合にはなおさらのことです．10^{23} 個ほどの粒子からなる巨視的な系には統計的方法を使わなければならず，方程式を正確に解くなどという姿勢は放棄しなくてはなりません．生物学全体を支配する方程式は原理的にはわかっていますが，まだ人間行動の研究を応用数学の一部門には還元できるまでには到っていません．

どういうものを完全な統一された物理理論というのでしょうか．物理的現実をモデル化しようとする私達の試みは，通常つぎの二つの部分から成り立っています:

1. いろいろな物理量が従う 1 組の局所的法則．普通これらの法則は微分方程式の形に定式化されます．
2. ある時刻における宇宙のいくつかの領域の状態とその後この状態に宇宙の他の領域からどのような効果が波及するかを教える何組かの境界条件．

多くの人はこう主張するでしょう．科学の役割はこの第一の部分に局限されており，完全な 1 組の局所的な物理法則が得られたときに理論物理学は目標を達成したことになるのだと．彼らは，宇宙の初期条件という問題は形而上学か宗教の領域に属しているとみなそうとするのです．この態度は何世紀にもわたって科学的研究を阻害した人達の態度にいくらか似ています．全ての自然現象は神のなせる業であり，その原因まで探求すべきではないと彼らは主張しました．しかし宇宙の初期条件は，局所的な物理法則と同じく科学研究にふさわしい題目であると思います．単に“物事はかつてこうであったがゆえにいまはこうなのだ”という以上のことがいえるようになって初めて完全な理論が得られたことになるのです．

---

* ‘Is the end in sight for theoretical physics ?’ 1980 年 4 月 29 日に行なわれた Lucasian Chair 就任講演.

** Lucasian Professor of Mathematics in the University of Cambridge and Fellow of Gonville and Caius College.

人間中心原理

初期条件の唯一性という問題は，局所的な物理法則の任意性という問題と密接に関係しております．ある理論が任意にどんな値でも付与できるような質量とか結合定数といった多くの調整可能なパラメータを含むならば，それは完全な理論とはみなせません．事実，理論における初期条件やパラメータ値は任意なものではなく，なにやら非常に注意深く選ばれるか採用されているようにみえます．例えば，陽子–中性子の質量差が電子質量の2倍でなかったら，元素を構成し，化学と生物学の基礎となっている200あまりの安定した核種はできなかったでしょう．同じように，陽子の重力質量がかなり違っていたら，その内部でこれらの核種が形成されたような星はできなかったでしょうし，宇宙の初期膨張が実際よりわずかに小さかったか大きかったかすれば，そのような星ができる前に宇宙は崩壊してしまったか，あるいは膨張が急速すぎて重力収縮による星の形成はなかったはずでしょう．実際，初期条件およびパラメータに対するこのような制約を一つの原理，すなわち人間中心原理にまで高めてしまう人もいます．この原理は，“ことがらが現在のようにあるのはわれわれが存在するからである”といい換えることができます．この原理の一変種によると，異なる物理パラメータ値と異なる初期条件をもつ非常に多くの異なった孤立した宇宙が存在することになります．このような宇宙のうち大部分では知的生命に必要な複雑な構造が発達するのに好ましい条件は得られないでしょう．ごく少数の，つまり私たち自身の宇宙のような条件とパラメータをもつ宇宙においてだけ知的生命の発展は可能であって“宇宙はなぜわれわれが観ているような宇宙なのだろうか”という疑問を発するにいたるのでしょう．答えは，もちろん，そうでなかったらこの問いをたずねる誰もいなかったはずだということになります．

統一原理の必要性

人間中心原理は，異なる物理パラメータ値の間に観測される顕著な数値的関係の多くについてある種の説明を与えます．しかしながら，その説明は完全に満足できるものではありません．何かもっと深い説明があると感じざるをえません．またこの原理は宇宙の全ての領域に通用するわけでもないのです．例えば，私達の太陽系は確かに私達が存在するために欠くことのできない前提です．その近くに星々があって初期に内部での核合成によって重元素を形成したことも同様に私達の存在の前提であります．私達の銀河の全体が必要であったとさえいえるかもしれません．しかし他の銀河が存在する必要は全くないように思えます．観測の届くかぎりの宇宙全体にほぼ均一に分布している4億もの銀河についてはなおさらのことです．宇宙のこの大局的な均一性を考えると，人間中心的な見解を抱くこと，すなわちかなり典型的な渦巻き銀河の外縁にある非常に平均的な星の周りの軌道を回っている小さな惑星上の複雑な分子構造といった末梢的なものによって宇宙の構造が決定されていると信じることは非常に難しくなります．

人間中心原理に訴えようと思わないならば，宇宙の初期条件や種々の物理パラメータ値を説明するためには何らかの統一原理が必要になります．しかしながら，一気にあらゆるものの完全な理論を考え出すのはあまりにも困難です(それでもめげない人もいるようで，私のところにも毎週二つか三つの統一理論が郵送されてきます)．私たちは，そこで部分的な理論をさがしもとめる．それによってある種の相互作用が無視できるか単純な方法で近似できるような状況を記述しようとするわけです．まず，宇宙の物質的内容を二つの部分に分けます．クォーク，電子，ミューオンなどの“物質”粒子と重力，電磁気などの“相互作用”とにです．物質粒子は半整数スピンの場によって記述され，パウリの排他律に従います．この原理は，同一種類の粒子が2個以上同一状態にあることを禁じています．パウリの排他律によって，私達は崩れて1点に収縮したり，無限遠に散逸してしまったりすることのない身体をもつことができるのです．物質粒子は，クォークから構成されるハドロンおよびそれ以外の粒子を含むレプトンの二つのグループに分けられます．

4種の相互作用

相互作用は，現象論的には四つのカテゴリーに分けています．強さの順にいうと，それらは，ハドロンにだけはたらく強い核力，荷電したハドロンおよびレプトンにはたらく電磁気力，全てのハドロンおよびレプトンと相互作用する弱い核力，あらゆるものと相互作用する最も弱い重力です．相互作用はパウリの排他律には従わない整数スピンの場によって表現されます．ということは，これらの場は同一状態に多くの粒子をもてることを意味します．電磁気力と重力の場合，相互作用は長距離的でもあります．すなわち，多数の物質粒子が作り出す場が全て加え合わさって，巨視的な規模で検出できる場を生じることになります．まさにこの理由からこれらの相互作用について最初に理論が展開されたのです．すなわち，重力については17世紀にニュートンが，電磁気力については19世紀にマクスウェルが理論をたてました．しかしながら，この二つの理論は根本において両立しないのです．というのは，ニュートンの理論が系全体に任意の

均一な速度を与えても不変であるのにマクスウェル理論は光の速度という特定の速度を規定しているからです．結局，ニュートンの重力理論のほうを修正してマクスウェル理論の不変性に適合させなくてはならないということがわかりました．これは1915年に定式化されたアインシュタインの一般相対論によって達成されたのです．

重力の一般相対論とマクスウェルの電磁気理論はいわゆる古典論に属します．すなわち，これらの理論は，連続的に変化し，少なくとも原理的にはどのような精度まででも測定できる量に関わるものです．しかしながら，これらの理論を使って原子モデルを構成しようとしたとき問題が生じました．原子は正に荷電した小さな原子核とそれをとりまく負に荷電した電子の雲からできていることが発見されていました．そこで自然な仮定は地球が太陽の周りの軌道を回っているように，電子は原子核の周囲の軌道を回っているというものでした．しかしながら，このとき古典理論は，電子が電磁波を放出することを予言します．これが本当なら電磁波はエネルギーを運び去りますから，電子はらせんを描いて原子核に落ち込み，原子は崩壊するほかないことになります．

この問題は，量子論の発見によって克服されました．これは間違いなく今世紀の理論物理学における最大の成果であります．量子論の基本的要請は，ハイゼンベルクの“不確定性原理”です．この原理は，粒子の位置と運動量というようなある種の対をなす量は任意の精度で同時には測定できないことを述べています．このことは，原子の場合，その最低のエネルギー状態においても電子は原子核の中にとどまりえないことを意味します．もしそうなったら，電子の位置と速度が両方とも正確に定まることになるからです．その代り，電子はぼやけて原子核の周りにある確率で分布しなくてはならなくなるのです．このような状態では電子は移るべきより低いエネルギー状態をもたないので電磁波の形でエネルギーを放出することはできません．

くりこみ理論の発展

1920年代および30年代に量子力学は原子や分子のような有限の自由度しかもたない系に適用されて大きな成功を収めました．しかしながら，電磁場に量子力学を適用しようとしたとき，困難が生じました．電磁場は大ざっぱにいって時空の各点に2個ずつという無限の自由度をもっています．これらの自由度は，それぞれが独自の位置と運動量をもつ振動子とみなすことができます．どの振動子も静止状態にはありえません．もし静止していたら振動子は同時に正確に定まった位置と運動量をもつことになるからです．その代り各振動子は，ある極小量のいわゆる“ゼロ点ゆらぎ”とゼロでないエネルギーをもたなくてはなりません．無限自由度すべてのゼロ点ゆらぎのエネルギーは，電子のみかけの質量および電荷を無限大にする原因になります．

この困難を克服するため，1940年代の後半にくりこみと呼ばれる手法が開発されました．この手法は，有限量を残すためにある無限大の量をかなり任意に引き去るというものです．電気力学の場合には2個の無限大を引き去る必要があります．一つは電子の質量に対するもの，もう一つは電荷に対するものです．このくりこみ法は，非常に確固とした概念的もしくは数学的な基礎づけは欠いていますが，実際上は大変うまくいっています．その大きな成功は，いわゆるラム・シフト，すなわち水素原子のスペクトルにおける何本かのスペクトル線のずれ，を予言したことです．しかしながら，完全な理論を構成する試みという観点からすると，くりこみは非常に満足できるというものではありません．というのは，無限大を引き去った後に残る有限量の値を何ら予測しないからです．そこで，なぜ電子が現在のような質量と電荷をもっているのかを説明するためには人間中心原理に逆もどりしなくてはならないでしょう．

1950年代および60年代を通じて，核子に関わる弱い力と強い力はくりこみ不可能である，すなわち，これらの力を有限にするためには無限大を無限回引き去ることが必要であろうと一般に信じられていました．これでは理論によって決定されない無限個の有限量があることになります．無限個のパラメータを全て測定することはできませんから，このような理論には何の予測能力もないでしょう．しかしながら，1971年に’T HOOFTが，60年代にSALAMとWEINBERGが提唱していた電磁相互作用と弱い相互作用の統一モデルは無限大を有限回引き去るだけですむ，つまりくりこみ可能であるということを示しました．ワインバーグ-サラム理論では電磁相互作用を媒介するスピン1の粒子である光子のほかにW^+, W^-, Z^0と呼ばれるスピン1の仲間が加わります．エネルギーが非常に高いところではこれら4個の粒子は全て同じように振舞うと予測されています．エネルギーの低いところでは，しかし，光子はゼロの静止質量をもつのにW^+, W^-, Z^0は全て非常に重いという事実を説明するために“自発的な対称性の破れ”と呼ばれる現象が援用されます．この理論の低エネルギーでの予測は観測ときわめてよく一致しましたので，スウェーデンアカデミーは去年(1979年)SALAM, WEINBERG，そして同じような統一理論を構築していたGLASHOWにノーベル賞を授与しました．しかしながら，GLASHOW自身はノーベル委員会は賭をしたことになるといっています．それは光子

が媒介する電磁気力と W^+, W^-, Z^0 が媒介する弱い力の間の統一が実際におこるような領域で理論を検証できるほど高いエネルギーの加速器はまだないからだというわけです．十分に強力な加速器は数年のうちにできるでしょう．大部分の物理学者はこれらの加速器によってワインバーグ-サラム理論が確認されるものと信じています．

ワインバーグ-サラム理論の成功は，同じようなくりこみ可能な強い相互作用の理論の探求へ導きました．陽子や π 中間子などのハドロンは本当の素粒子であるはずはなく，クォークと呼ばれる他の粒子の束縛状態にちがいないということはかなり以前から認められていました．クォークは奇妙な性質をもっています．ハドロンの内部ではかなり自由に動けるのですが，クォーク1個を独立に取り出すことはできそうもありません．クォークはかならず3個のグループ(陽子や中性子のように)か，クォークと反クォークの対(π 中間子のように)になって現われます．これを説明するために，クォークにはカラー(色)と呼ばれる属性が付与されました．このカラーは私達の通常の色の知覚とは何の関係もないことを強調しておかなくてはなりません．クォークは小さすぎて可視光ではみえないのでして，色というのは便宜上の呼び名にすぎないのです．要するに，クォークには，赤，緑，青という3色のものがあるが，ハドロンのような孤立した束縛状態は無色でなくてはならないということであります．すなわち，陽子のように赤，緑，青という組合せか，π 中間子のように赤と反赤，緑と反緑，青と反青という組合せでなくてはならない．

クォーク間の強い相互作用はグルーオンと呼ばれるスピン1の粒子が媒介すると想像されています．だからグルーオンはむしろ弱い相互作用を媒介する粒子に似ているのです．グルーオンもまたカラーをもち，クォークとともに量子色力学(QCD と略称)といわれるくりこみ可能な理論に従います．くりこみ法の帰結の一つに，この理論の有効結合定数はどのエネルギーで測定するかに依存し，非常に高いエネルギーでは減少してゼロになる，ということがあります．この現象は漸近的自由性として知られています．このためハドロン内部のクォークは高エネルギーの衝突ではほとんど自由粒子のように振舞うので，その相互作用は摂動論によってうまく扱えることになるのです．摂動論の予言は観測とある程度まで定量的に一致していますが，理論が実験によって検証されたとはまだとても主張できません．低いエネルギーでは有効結合定数が非常に大きくなり，摂動論は破綻するのです．なぜクォークはつねに無色の束縛状態に閉じ込められているかをこの“赤外束縛”が説明するだろうと期待がかけられていますが，今までのところこれを本当に確信をもって証明できた人はいません．

重要な第一歩としての統一理論

強い相互作用に対して一つのくりこみ可能な理論ができて，弱・電磁相互作用に対して別のくりこみ可能な理論ができているのですから，この二つを結び合わせる理論を探ろうというのは自然のなりゆきです．このような諸理論には“大統一理論”(GUT と略称)というかなり誇張された称号が与えられました．この名前は非常に誤った印象を与えます．この理論は，結合定数とか質量とかいう多くの未定なくりこみパラメータを含んでいるという点で，それほど壮大でもないし，十分に統一されてもいない，完全でもないからです．それでも，いろいろの大統一理論は完全な統一理論への重要な一歩になるかもしれません．その基本的な考えは，強い相互作用の有効結合定数は，低いエネルギーでは大きいのですが，エネルギーが高くなると漸近的自由性のために次第に減少するというところにあります．他方，ワインバーグ-サラム理論は漸近的に自由ではないので，その有効結合定数は，低エネルギーでは小さく，高エネルギーにゆくにつれて次第に増大してゆきます．これらの結合定数の低エネルギーでの増減率を外挿してみますと，二つの結合定数は約 10^{15} GeV のエネルギーで等しくなります．このエネルギーより高いところでは強い相互作用は弱・電磁相互作用と統一されるが，それより低いエネルギーでは自発的な対称性の破れがおこるのであると，大統一理論は主張するのであります．

10^{15} GeV というエネルギーは，研究室の実験の範囲をはるかに超えています．現存の粒子加速器は重心系でのエネルギーにして約 10 GeV しか出せませんし，次に作られるものでもせいぜい 100 GeV 程度にしかならないでしょう．これは，ワインバーグ-サラム理論に従って電磁気力が弱い核力と統一されるはずのエネルギー領域を研究するには十分でしょうが，弱い相互作用と電磁相互作用が強い相互作用と統一されるはずの途方もなく高いエネルギーには及びもつきません．しかし，いろいろの大統一理論の予測の中には低エネルギーに関わり実験室で検証できそうな予言もあります．例えば，これらの理論によれば，陽子は完全には安定でなく，10^{31} 年程度の寿命で崩壊すると予測されます．現在，寿命が測れる実験上の上限は約 10^{30} 年ですが，これを改善することは可能だろうと思われます．

もう一つの観測可能な予言は，宇宙におけるバリオンと光子の数の比に関するものです．物理学の法則は粒子と反粒子にとって同じであるようにみえます．もっと正確にいいますと，粒子を反粒子で，右巻きを左巻きで置

き換え，全ての粒子の速度を逆転すれば，物理法則は同じなのです．これは CPT 定理として知られており，まともな理論ではかならず成立しなくてはならない基本的仮定の一つの帰結なのです．地球，そして実際に太陽系全体は陽子と中性子からできており，反陽子も反中性子もありません．実際，粒子と反粒子の間のこのような不均衡が，私達が存在するためのもう一つのアプリオリな条件なのです．なぜなら，太陽系が同数の粒子と反粒子の混合で構成されているならば，粒子と反粒子は互いに消滅しあって放射しか残らないからです．そのような消滅による放射は観測されていないのですから，私達の銀河には反粒子はなくて，全部が粒子だけからできていると結論できます．他の銀河についての直接の証拠はありませんが，それらの銀河も粒子からできており，宇宙全体では 10^8 個の光子につき約1個の粒子——(光子数)/(粒子数－反粒子数)＝10^8——が存在するようにみえます*．人間中心原理を援用してこれを説明しようとすることもできるでしょうが，現に大統一理論がこの不均衡を説明できる機構を与えてくれます．全ての相互作用は，C(粒子を反粒子で置き換える)，P(右巻きを左巻きで置き換える)．T(時間の方向を逆転する)の積変換に対しては不変のようにみえますが，T 変換だけでは不変でないような相互作用のあることが知られています．初期宇宙では膨張によって与えられる非常にはっきりした時間の向きがありますので，このような相互作用が反粒子より多くの粒子を作り出すことがあってもよいわけです．しかしながら，作り出される個数はモデルによって違いますから，観測と一致しても大統一理論の確認にはなりそうもありません．

重力の量子論

今までは核子に関わる強い力，弱い力，そして電磁気力というはじめの三つのカテゴリーの物理的相互作用の統一にほとんどの努力が向けられてきました．四つ目にして最後の力である重力は無視されてきました．これを正当化する一つの理由は，重力は非常に弱いので，加速器の粒子エネルギーをはるかに超えるエネルギーにおいてだけ量子重力効果が大きくなるだろうから，ということなのです．もう一つの理由は重力はくりこみ可能ではないようにみえるということです．すなわち，有限の答を得るためには無限大を無限回引き去るので，その結果として不定な有限量が無限個も残ることになるように思われます．しかし，完全に統一された理論を得ようとするならば重力を含めなくてはなりません．さらにいえば，古典的な一般相対論は重力場が無限に強くなるような時空の特異点があることを予言しています．この特異点は，過去においては宇宙膨張の初期(ビッグバン)に生じたでしょうし，将来においては星のそしておそらくは宇宙自身の重力崩壊のときに生じるでしょう．特異点の予言はおそらく古典理論が通用しなくなることを示すものです．重力場が十分に強くなって量子重力効果が重要になるまでは，古典理論が破綻する理由はないように思えます．このように，単に人間中心原理に訴えるというのではなく，初期宇宙を記述し初期条件に何らかの説明を与えようとするのなら，重力の量子論は不可欠であります．

この理論は，私達が次のような問いに答えようとするのなら，やはりまた必要になります．すなわち，時間には古典的一般相対論が予言するように，始まりとおそらくは終りがあるのだろうか？ あるいは，ビッグバンやビッグクランチにおける特異点は量子効果によって何らかの形でぼかされてしまうものだろうか？ 空間と時間の構造それ自体が不確定性原理に従う場合，これは明確な意味を与えるのが難しい質問です．私の個人的な感じでは，特異点はまだあると思います．それでも，ある数学的な意味では特異点を貫き通して時間を向う側までつなげることはできるのですが，しかし，意識あるいは測定を行なう能力に関わる主観的な時間の概念はそこで終ることになります．

四つの相互作用の統一

重力の量子論をつくり，重力を他の三つのカテゴリーの相互作用と統一する見通しはあるでしょうか．最良の望みは，超重力と呼ばれる一般相対性理論の一つの拡張にあるように思われます．この理論では，重力相互作用を媒介するスピン2の粒子である重力子がいわゆる超対称性変換によって多くのほかのより低いスピンの場に関係づけられます．このような理論のより大きな長所は，半整数スピンの粒子によって表現される“物質”と整数スピンによって表現される“相互作用”という古くからの二分法なしですませられることです．また，量子論で生じる無限大の多くが互いに相殺されるという大きな利点もあります．無限大が全て相殺されて，無限大を引き去ることなしに有限な理論が得られるかどうかはまだわかりません．おそらく有限になるのでしょう．というのは重力を含む理論は有限であるかくりこみ不能であるかのどちらかに限ることが証明できるからです．無限大を引き去らなければならないとすると無限回の引き算を行なわなくてはならず，それに応じて無限個の未定な有限量が生じるということです．このように，もし超重力理論において全ての無限大が互いに相殺することになれば，

* 現在みえる範囲の宇宙には 10^{87} 個の光子がある(訳注)．

全ての物質粒子と相互作用を十分に統一するだけでなく，同時に不定のくりこみパラメータがないという意味で完全な理論が得られるわけでしょう．

重力を他の物理的相互作用と統一する理論はもちろんまだないし，適切な重力の量子論もまだありませんが，そうした理論がもつべき特徴のいくつかはわかっています．その一つは，重力が時空の因果的構造に影響を与えること，すなわち，どの事象が互いに因果的に関係しうるかを重力が決定するという事実に関わるものです．その1例は古典的一般相対論でいえばブラックホールによって与えられます．それは重力場が非常に強いために光も信号も全て引き戻されて外部世界に逃れ出ることができないという領域です．ブラックホール付近の強力な重力場は粒子と反粒子の対を作り出します．それらの一方はブラックホールに落ち込み，他方は無限の彼方に逃れ去るのです．逃れ去る粒子はブラックホールから放出されたようにみえます．ブラックホールから遠くはなれた観測者はブラックホールに落ち込む粒子を観測することはできませんから，外に出てくる粒子だけしか測定できませんし，これらの粒子をホールに落ち込む粒子と関連させることもできません．このことは，外に出てくる粒子がもつ無秩序さあるいは予測不能性が，ふつう不確定性原理に帰せられる無秩序さあるいは予測不能性をはるかに超えたものであることを意味します．通常の状況において不確定性原理は，粒子の位置か速度，あるいは位置および速度のある種の組合せならば明確に予測できることを示唆しています．これで明確な予測をする能力は大ざっぱにいって半分になるわけです．ところが，ブラックホールから放出される粒子の場合はブラックホール内部で何が進行しているかを観測できないのですから，放出される粒子の位置も速度も明確には予測できない．得られるのはせいぜいのところ，粒子があるモードで放出される確率にすぎないということになるのであります．

ですから，もし統一理論が得られるとしても，ただ統計的な予言ができるだけかもしれないようにも思われます．また，私達がみている宇宙が唯一のものであるという見解も放棄しなくてはならないでしょう．その代り，あらゆる可能な宇宙からなる全体がある確率分布で存在しているという描像を採用しなければならないでしょう．これによって，なぜ宇宙はほとんど完全な熱平衡状態のビッグバンで始まったかが説明できるかもしれません．なぜなら熱平衡は最大数の微視的配置，したがって最大の確率に対応するからです．ヴォルテールの哲学者パングロスを真似れば，“私達は全ての可能な世界のうち最も確からしい世界に住んでいる”ことになります．

完全な統一理論の見通し

あまり遠くない将来に完全な統一理論が得られる見通しはどのくらいあるのでしょうか．観測が極微の世界へそしてより高いエネルギーへと拡大されるたびに私達は自然の新しい階層構造を発見してきました．今世紀の初めおよそ 3×10^{-2} eV というエネルギーの粒子が示すブラウン運動が発見されて，物質は連続でなく，原子からできていることが明らかになりました．その後間もなく，分割できないと思われていたこれらの原子は原子核とその周りを数 eV 程度のエネルギーをもって公転する電子とから構成されていることが発見されたのです．次いで，原子核は 10^6 eV 程度の結合エネルギーでもって保持されている陽子と中性子，いわゆる素粒子から構成されていることが見出されました．この物語の最新のエピソードによると，陽子と中性子は 10^9 eV ほどの結合エネルギーでもって保持されているクォークから構成されていることがわかったということです．理論物理学はなんと遠くまできてしまったことか．その証拠に，今日では結果が予測できないような実験に巨大な機械と莫大な費用をつかわなければならないのです．

エネルギーが高くなるにつれて無限の系列の階層構造が次々と現われてくることを過去の経験は示唆しているようです．このように箱の中にまた箱があって無限に重なっているという見解は，四人組支配下の中国における公式のドグマでした．しかし，重力が限界を与えるようです．もっともそれは 10^{-33} cm という非常に小さい尺度あるいは 10^{28} eV という非常に高いエネルギーにおいてでしょう．これより短い長さの尺度でみると時空はもはや滑らかな連続体のように振舞うことを止め，重力場の量子ゆらぎのため泡状の構造をとると考えられるのです．

約 10^{10} eV という現在の実験の限界と 10^{28} eV という重力的な切断との間にある未開拓の領域は非常に大きなものです．大統一理論のように，このぼう大な間隙にただ1層か2層の構造しかないと想定するのは素朴すぎるように思われます．しかしながら，楽観説にも根拠があるのです．すなわち，少なくとも現在のところは，何らかの超重力理論においてだけ重力は他の物理的相互作用と統一されうるようにみえます．このような理論は限られた数しかないようです．とくに，この種の最大の理論としていわゆる $N=8$ 拡大超重力理論があります．この理論は，重力子1個，グラヴィチーノと呼ばれるスピン3/2の粒子8個，スピン1の粒子28個，スピン1/2粒子56個，スピン0の粒子70個を含みます．これらはなんとも大きな数ですが，強い相互作用と弱い相互作用において私達が観測しているようにみえる粒子の全てを説明

できるほど大きくはありません．例えば，$N=8$ 理論はスピン1の粒子を28個もっています．これらの粒子は強い相互作用を媒介するグルーオンと弱い相互作用を媒介する4個の粒子のうちの2個を説明するには十分ですが，あとの2個は説明できません．ですから，グルーオンあるいはクォークのような想定される粒子の多く，もしくは大部分は，実際は現在考えられているように素粒子であるのではなくて，基本的な $N=8$ 粒子の束縛状態であると信じなくてはならないでしょう．見通しうる将来においてこのような複合構造を探求するのに十分強力な加速器はできそうもありませんし，実際，とくに現在の経済動向に基づいて予測すると永久にできないかもしれません．それでも，このような束縛状態がはっきり規定された $N=8$ 理論からでてくる以上，現在あるいは近い将来に手に入るエネルギーで試すことのできる多くの予言が可能なはずです．こう考えれば，この状況は弱い相互作用と電磁相互作用を統一するワインバーグ-サラム理論に対する状況に似ているともいえるでしょう．この理論の低エネルギーに対する予言が観測と非常によく合うので，統一が行なわれるはずのエネルギーにはまだ到達していないにもかかわらず，この理論は現在だんだんと一般に受け入れられるようになっています．

宇宙を記述する理論には何か非常に顕著な点があるはずです．他の理論はただその創造者の心の中にしか存在しないのに，なぜこの理論が生命を得るのでしょうか．$N=8$ 超重力理論は特別であるといえます．この理論は次の条件を満たす唯一の理論かもしれないからです:

1. 4次元の理論である．
2. 重力をとり込んでいる．
3. 無限大を引き去らなくても有限である．

すでに指摘しましたが，パラメータのない完全な理論を得ようとするならば3番目の性質は不可欠です．しかしながら，人間中心原理に訴えずに性質1および2を説明するのは困難であります．性質1および3は満足しながら，重力を含まない首尾一貫した理論はあるように思われます．しかしそのような宇宙は物質を集める引力という点で不十分であり，複雑な構造が発展するのにおそらく必要な大きな集合体を作り上げることができないでしょう．なぜ時空は4次元であるべきかは，普通は物理学の領分外の問題であると考えられています．しかし，これに対しても人間中心原理からする優れた説明があるのです．3次元の時空，すなわち2次元の空間および1次元の時間では何にせよ複雑な生物には明らかに不十分です．他方，3より多くの空間次元があると，太陽の周りの惑星や原子核の周りの電子の軌道は不安定になり，内側へ渦を巻いて吸い込まれてしまうでしょう．時間の次元が2以上という可能性は残りますが，私にはそのような宇宙はとても想像できません．

理論物理学者の終焉

これまで私は内々に究極理論の存在を仮定してきました．しかしそれは本当にあるのでしょうか．少なくとも三つの可能性が考えられます:

1. 完全な統一理論がある．
2. 究極理論はない．しかし理論の無限の系列があって，与えられたどのような特定のクラスの観測についても，その連鎖を十分に下までたどることによって予言ができるようになっている．
3. 理論はない．観測はある点から先は記述も予言もできず，任意のものでしかない．

3番目の見解は，17世紀と18世紀の科学者に反対する議論として提出されたものです．“神の自由を縮小してその心を変えさせるような法則を科学者といえども定式化できるはずはない”という議論でした．それでも科学者は定式化した．それをやってのけたのです．現代の私達は可能性3を私達のスキームに組み込んで事実上の毒抜きをしています．量子力学は要するに，私達は知らないし，予測もできないという理論なのであります．

可能性2は，つまるところエネルギーが高くなるにつれて構造が無限の系列をなして次々に現われてくるという描像になるでしょう．前にも申しましたように，10^{28} eVというプランク・エネルギーで切断がおこると予期されているのですから，この描像はありそうにないものです．こうして可能性1が残ります．現在のところ $N=8$ 超重力理論が目に入る唯一の候補です．もちろん，これから数年間に多くの決定的な計算が行なわれてこの理論が正しくないことを示すというのも，ありそうなことです．もし，この理論がこれらのテストに耐えて生き残れば，おそらくさらに数年のうちには種々の予言を可能にする計算法を発展させ，局所的な物理法則だけでなく宇宙の初期条件をも説明できるようになるでしょう．こうしたことが向う20年あまりの間，理論物理学者にとって大きな問題になると思います．しかし，やや警告的な調子で終ることになりますが，彼らにそれ以上の時間はないかもしれないのです．現在，コンピューターは研究における有用な助手でしかなく，人間の精神によって指導されなくてはなりません．しかしながら，コンピューターというものは，最近の急速な発展速度を外挿して考えるならば，理論物理学において私達に完全にとってかわることも全く可能であると思われるのです．ですから，多分，理論物理学者の終りはすでにみえているのです．理論物理学の終りではないにしても．

18 場の量子論は理論か*

Gerard 'T HOOFT**

場の量子論の発展の足跡を論理的に概観し，そこにもたらされた重要な概念(非可換局所ゲージ対称性，くりこみ可能性，漸近自由性など)を紹介する．大統一理論などのモデル，ブラックホール，量子重力の諸問題を真に統一的に理解しうる理論にむかって，場の量子論にはなお一層大きな進歩が期待される．

場の量子論は自然界の基本的法則を理解する上で最も成功を収めた試みの一つです．私はここで，この成功のよってきたるところに対する私自身の見方をお話ししたいと思います．そのために論理的順序でみたこれまでの発展を要約してみることにします．いうまでもなくそれはさまざまな発見の歴史的順序にはなっていません．というのは科学の歴史がもっぱら論理的に進むなどということはまずないからです．

日本では，私自身がテレビをみて知りましたようにレギュラー番組をコマーシャルで中断するのが慣わしのようです．これらのコマーシャルは通常，肝心の番組の内容とは何の関連もありません．そこで私もこの習慣に従ってここで最初のコマーシャルをお送りしましょう．

局所ゲージ群 $SU(2)\times U(1)$ に基づく当社の

統一場の理論[1]

を今こそお求め下さい．アノマリー(異常項)[††]なし——くりこみ可能です！ ——ジェームズ・クラーク・マクスウェル卿以後初めての統一です．“チャーム”もトップレス(？)の“美女”も中にいます！[†††]．アインシュタイン博士の夢が今こそ実現したのです!!

コマーシャル終わり．すべてのコマーシャルと同様，そこには何の嘘も含まれてはいません．ただ誇張があるだけです．たんに副次的にすぎない特色が主なスローガンにされています．ここで“統一”と呼ばれているものがその一例です．ただし，この“理論”は確かに大きな成果をもたらしましたが，残念ながら，ここで主張されている意味での統一は成しとげられてはいないのです．すなわち，電磁気と弱い相互作用の二つの力は $U(1)$ と $SU(2)$ という二つのゲージ系によって表わされており，それらはある過程で互いにいくぶん混ざり合いますが，それは二つの力を単一の力に換えるものではないのです．しかし，このモデルは異な

---

* Is Quantum Field Theory a Theory？ 1983年7月22日に東京大学で行なわれた仁科記念講演．本稿は，それに基づいて新たに書き下されたものである．

** Institute for Theoretical Physics, University of Utrecht, The Netherlands

1 ここではS. L. GLASHOW，S. WEINBERG，A. SALAMによる電磁相互作用と弱い相互作用の統一理論をさす．この理論は弱アイソスピンの群 $SU(2)$ と弱ハイパー・チャージの群 $U(1)$ との積 $SU(2)\times U(1)$ のゲージ不変性を要求する理論で，ゲージ場は $SU(2)$ に対して三つ: $A_\mu{}^1, A_\mu{}^2, A_\mu{}^3$ と $U(1)$ に対する B_μ の合計四つのベクトルボゾンからなる．このままではゲージボゾンは質量をもたないが，以下に述べるヒッグズ(HIGGS)機構によって $A_\mu{}^1$ と $A_\mu{}^2$ は質量をもつ荷電弱ボゾン $W^\pm$ になる一方，中性の $A_\mu{}^3$ と B_μ は混ざり合って質量をもつ中性弱ボゾンZと質量ゼロの光子 γ とに移行する．この混ざり合いの割合を与えているのがワインバーグ角 θ_W と呼ばれるパラメータである．$W^\pm$ とZの質量の比は $\cos\theta_W$ で与えられる．欧州原子核研究所(CERN)の陽子・反陽子衝突の実験で最近 $W^\pm$, Z が発見された．質量は $m(W^\pm)\simeq 81$ GeV，$m(Z)\simeq 95$ GeV と報告されている．[訳者注．以下すべての脚注は訳者による．]

†† 場の方程式を用いて形式的に導かれる演算子間の関係式には存在しないが，摂動計算や注意深い分析で出てくる項をさす．例えば，γ_5 アノマリーは一つの擬ベクトルカレントと二つのベクトルカレントを頂点にもちフェルミオンがループを描くダイアグラムから出現し，三角異常項とも呼ばれる．ゲージ理論のくりこみ可能性を保証するためにはこの項があってはならないが，これはクォークとレプトンのループの間で相殺するものと考えられている．

††† チャーム，トップレス，美女(ビューティー)：クォークはハドロンを構成すると考えられる基本的要素でその種類はアップ(u)，ダウン(d)，ストレンジ(s)の3種に加えて1974年の J/ψ 粒子の発見で4番目のチャーム(c)クォークさらに1977年の Υ(ウプシロン)の発見で5番目のビューティーまたはボトム(b)クォークの存在が確認された．6番目のトップ(t)クォークは現在まだみつかっていないが，近い将来，加速器の実験で発見されるものと期待されている．“トップレス(？)の美女(ビューティー)”とはこれらにひっかけたジョーク．

った意味において確かに“統一されて”いますし，また異なった理由で重要です．すなわちそれは弱および電磁力の双方を記述するための普遍的な言語が見出されたという言味で統一されています．ところで強い相互作用の力は，この段階ではまだ別個の力ではありますが，やはり同じ言語によって定式化されることがわかりました．この新しい知見の重要性は次の点にあります．自然のたいへん正確なモデルが実際に見出されたこと．そしてそのモデルによれば，極めて基本的ないくつかの力と場ならびに自由に調節できる限られた個数のパラメータとによって，われわれの世界の基本的特徴をこれまでよりもはるかによく説明できるということです．

高エネルギーでの粒子衝突を研究する本当の動機は私にとっては，すべての力を統一することがまず第一だというのではありません．むしろわれわれの望みは，これらの力を支配している基礎的諸法則を理解することです．今日われわれが物事を理解する方法によれば，最も短い距離的・時間的スケールにおいて最も基本的な法則が働いていることになります．われわれの知っている法則に従う系の理想化された例を書き下すことができます．これらは“モデル”と呼ばれています．モデルはわれわれの抱く考えの数学的帰結およびその欠陥について適切な見通しを与えてくれます．

古典論から量子論へ

ニュートンやライプニッツの時代には自然界の法則はどんなに短い時間と距離のスケールにまでもあてはまるものと考えられていました．彼らは“速度”を次の極限として

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta \boldsymbol{x}}{\Delta t}=\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{x}}{\mathrm{d}t}=\boldsymbol{v},$$

また加速度を

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta \boldsymbol{v}}{\Delta t}=\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t}=\frac{\boldsymbol{F}}{m}$$

として定義しました．このことが可能であったのは短い時間間隔において物体の速度と加速度が近似的に一定であったからです．短い時間と距離のスケールでみると，粒子(例えば惑星)は“自由運動する物体”のように振舞うわけです．

微分方程式の概念は“場の古典論”(より最近の量子化された場の理論に対するものとして)と私がここで呼ぶものの出現によって拡張されました．実例としてマクスウェルの電磁場の方程式，ニュートンの重力場の方程式またさらにアインシュタインの一般相対性理論が挙げられます．これらはいずれも3次元もしくは4次元の世界でのいくつかの“偏”微分方程式から成り立っています．変数の組として

$$\phi_\mu(\boldsymbol{x},t)\qquad ここで\quad \mu=1,\cdots,n$$

があり，その時間発展が次の形で与えられます：

$$\frac{\partial}{\partial t}\phi_\mu(\boldsymbol{x},t)=F_\mu\left(\phi,\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}}\phi,\cdots\right).$$

ここで再びこれらの方程式が意味をもつのは非常に短い時間と距離のスケールでその解がある点から別の点へと線形に変化し，例えば時空を目の粗い格子で置き換えてコンピューター・シミュレーションを行なうことが許されるという理由によります．

ここで注意しなければならない重要なことは，短い時間と距離スケールでの解の線形の振舞いは必ずしも保証されていないということです．例えば流体または気体の流れに対するナビエ-ストークスの方程式は乱流を生み出す場合があります．無限小サイズの乱流の渦に何がおこっているかを理解するためには早晩この方程式から離れて問題の物質の分子構造を考慮に入れなければなりません．したがって解が短い時間-距離スケールで線形に留まるのを拒むような微分方程式はいずれは完全には受け入れられるものではなくなるでしょう．

量子力学のシュレーディンガー方程式は一見して単に別種のある偏微分方程式にすぎないように思われます．特に1粒子の解を考える場合には確かにその通りです．しかし，二つ以上の粒子が非相対論的に相互作用している場合には複雑さが新たにエスカレートします．すなわち，粒子の個数を N とすると時空座標の次元が $3N+1$ で増大することになります．それでもこのようなシュレーディンガー方程式は数学的になお十分理解されるものです．その理由は，次元がまだ有限個であり物理的に最もありふれた場合ハミルトニアンは下方に有界で，そのことから実際解が微分可能であることが証明でき，したがってこのシュレーディンガー方程式は無限小の時間と距離のスケールにおいても基本的法則を与えることになるからです．

場の量子化と特殊相対性理論

理論に複雑さの加わる第3段階として，みかけ上異なった次の三つの方向があります.

(i) どうやって無限個の粒子の系を記述するか. 例えば気体，液体または固体のサンプルをその熱力学的極限(系の体積を無限大にする極限)で考えるとします. そうするとこの極限でシュレーディンガー方程式の次元は無限大となります.

(ii) 粒子が生成したり消滅したりする系をいかに記述するか. 例えば粒子数が保存しない化学反応を考えることができます. 特に素粒子の相対論的な系においては生成・消滅はごくありふれたことです. この場合シュレーディンガー方程式の次元は変化します.

(iii) シュレーディンガー方程式が単一の古典粒子の運動方程式の量子化形であったのと同じ意味で，場の“古典”論に対するその“量子化”版は存在するだろうか.

これら三つの，みかけ上は全く関連のない設問に対して実は一つの共通の答があることがわかるのです. それは“第二量子化”と呼ばれる数学的手続き，すなわち“場の量子論”です. 手はじめに，概念的に最もやさしい場の量子論の例を考えることにしましょう. 食卓塩の結晶は正則な立方格子に配列されたナトリウム原子と塩素原子とからなっています. 熱力学的極限をとる前は系の自由度はまだ有限で，立方体の上の互いにほぼ調和振動子型のポテンシャルで結ばれた，例えば4×4×4個の点状粒子として記述できるでしょう. それゆえ形式的にはシュレーディンガー方程式を厳密に解くことができます. この場合，エネルギー準位を記述するエレガントな方法が見出せます. それは力が正確に調和振動子型のとき厳密な答となり，また結果は本質的には系のサイズには依存しません.

この系の基底状態を，問題とする結晶のサイズに等しい空っぽの箱として形式的に表わします. すると一番低い励起状態はあたかも“フォノン”と呼ばれる一つないし複数の粒子がその箱の中を自由に動き回っている状態として実際上記述されます. もしも原子間に働くもともとの力が調和振動子的でないことを補正したり，また結晶が何らかの理由で理想的でなかったりすると，フォノンは互いの存在や結晶中の不純物を感じることがわかります. それらは散乱されますし，またその過程で個数が一定とはならないでしょう. すなわちフォノンの生成・消滅がおきることになります.

こういうわけで，問(i)と(ii)には共通の答があるといってよいことがわかります. また，個々の原子の質量や最も近接した原子間の距離が無限小になる極限をとっても，フォノンの多くの性質は本質的に変更を受けません. その場合には振動する“ゼリー状の物体”の量子化を議論することになります. すなわちこうして“場の量子論”が得られるわけです. したがって問(ii)と(iii)の答は本質的に共通です.

もう少し複雑な例は超伝導体です. この場合フォノンは電子が互いに束縛状態を作るような仕方で電子と相互作用します. 非常に低温では，基底状態を空っぽの箱として記述するために，有効粒子がもはや相互作用で電荷を保存しないような形に式の中の項を編成しなおす必要があるでしょう. これが超伝導現象です.

上で挙げた例には共通の一つの重要な制限があります. すなわち(フォノンのような)素励起のエネルギーには限りがあるということです. というのはそれらの運動量の値はブリルアンゾーン†と呼ばれるある領域の中に留まらなければならないからです. フォノンのド・ブローイ波長が結晶中の二つの隣接する原子間の距離より短くなることは許されません. いいかえれば，これらの系にとっては結晶の基本的スケールよりも短い距離スケールは意味がありません.

この点で場の量子論による相対論的な素粒子の記述はもっと複雑です. すべての速度(相対論的な)に共通の速度 $\boldsymbol{v}$ を加えても相互作用の特徴が変化しないということを要求する必要があります. すなわち理論は“ローレンツ不変”でなければなりません. このことがフォノンや超伝導体の場合にあてはまらないのは，その場合には結晶自身が選ばれるべき慣性系を与えているからです. さて，4元運動量の値が $p_1, p_2, \cdots$ の粒子からなる状態があったとしますと，記号 L でローレンツ変換を表わすとして，それらの運動量の値がそれぞれ

† 格子振動に周期性境界条件を課したときに得られる波数ベクトル k の領域. 格子間隔を a として $-(\pi/a)\leq k\leq \pi/a$ を第1ブリルアンゾーンと呼ぶ.

$Lp_1, Lp_2, \cdots$ であるような状態もまた常に存在しなければなりません．

ローレンツ不変性を要求することは素粒子を記述する理論が複雑化する第4番目の段階です．しかしながら，この要請はあまりにも複雑なために今日に至るまでなお，この要求に合う時間-1次元，空間-3次元の世界での粒子に対する完全に満足のいく物理的に意味のある数学的モデルは存在しないことが知られています．たとえこれらの粒子が，われわれが実際に観測する粒子とかなり異なることを許したとしてもです．しかしわれわれは一歩一歩目標に近づいています．私はこれからこの言葉の意味することを説明してみることにします．

ここで決定的な役割をもつパラメータは，相互作用の強さを表わすいわゆる結合定数 g です．素粒子の世界では，この結合定数は同時に粒子間の"力"(クーロン力や湯川力のような)の強さ，また"生成"および"消滅"の確率(例えば不安定粒子の崩壊率のような)，さらには粒子が衝突する際に，有効断面積で表わされる"散乱"の確率を記述します．

もしすべての結合の強さが十分小さければ粒子間に生ずる一定以上の高次の相互作用は無視してさしつかえありません．その場合，粒子を記述する場の量子論は場の古典論と数学的に同じものとなります．後者はすでにわかっているように数学的に十分制御しうるものなのです．そうなればローレンツ不変性を要求することも困難ではありません．この場合オイラー-ラグランジュ形式[†]が適用されます．そこでしなければならないことは，ある適当なラグランジュ密度関数:

$$\mathcal{L}(\phi_\mu, \partial_\nu\phi_\mu)$$

をみつけ出すことです．この関数は変数 ϕ_μ とその1階微分に依存します．そしてこれは以下のような要求によってオイラー-ラグランジュ方程式と呼ばれる場の方程式の完全な組を導きます．それは

$$\int \mathrm{d}\boldsymbol{x}\mathrm{d}t\,\mathcal{L}(\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{x},t),\ \partial\cdot\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{x},t))$$

が $\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{x},t)$ の微小な変化に対して停留値をもつべしという要求です．もし $\mathcal{L}$ がローレンツ不変に選ばれているならオイラー-ラグランジュ方程式もそうなります．

† 場の古典論ではラグランジュ密度(Lagrangian density)は力学変数 $\phi(x)$ とその時間・空間微分に依存する関数で，4次元体積で積分したものが作用積分である．作用積分が最小になるべしという要請から運動方程式(オイラー方程式)が導かれる．場の量子論もこの形式で相対論的不変性を保って定式化される．

場の相互作用

上で述べた面からいって"適当な"ラグランジアンの重要な例はいわゆる弱い相互作用を記述するために Enrico FERMI によって示唆されたものです．その相互作用を表わす部分は

$$\mathcal{L}^{\mathrm{int}}_{\mathrm{FERMI}} = \sum_i (\overline{\psi}_3 O_i \psi_1)(\overline{\psi}_4 O_i' \psi_2)$$
$$+(\text{エルミート共役項})$$

であり，$\psi_1, \cdots, \psi_4$ は

$$1+2 \longrightarrow 3+4$$

のような相互作用に与る粒子の場を表わします．また O_i, O_i' はローレンツ不変性に合うように選ばれるべき数学的係数です(これらの係数は左-右対称性に従わないというのが LEE と YANG によるパリティ非保存の発見でした)．

その後，いろいろな多くの巧妙な実験と理論的推量とによってその実際の形が次のようであることが見出されました．

$$\mathcal{L}^{\mathrm{int}}_{\mathrm{FERMI}} = G_{\mathrm{F}} \sum_{\mu=1}^{4} \overline{\psi}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi \cdot \overline{\psi}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi$$

ここで $\gamma_{1,\cdots,5}$ はディラック行列で，G_{F} はフェルミ定数と呼ばれる基本定数です．陽子の質量を M_{p} とし，自然単位系($\hbar=c=1$)をとると G_{F} はおよそ $10^{-5}\,M_{\mathrm{p}}^{-2}$ といった小さな量です．したがって粒子が陽子の質量程度のエネルギーしかもたなかった時代には，これは実験では到底及ばない 10 ppm の程度の精度を意味しました．$100\,M_{\mathrm{p}}$ 程度のエネルギーに到達できる時代がやってくるまでは，理論は高度の成功を収めたものとして考えられるに違いありません．しかしその時代になれば高次効果を気にしなければならなくなります．ここにおいて基本的に新しい問題が生じます．

電子から放出された光子を考えてみましょう．その相互作用の強さは，自然単位系での電子の電荷に等しく，その値は $e \simeq 0.3$ です．特に重要な組合せは

$$e^2/4\pi \simeq 1/137$$

でこれは小さな数です．しかし e^3 に比例する効果が考えるに値しないほど小さくはありません．

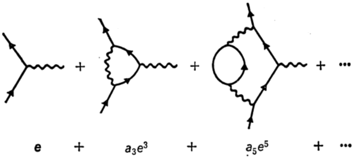


図 1

そのような効果はさらに別の光子がその過程で創られそして消滅するときにおこります．これは図1にその例が示されているように通常一連のダイアグラムの総和として表わされます．問題がおきるのは，ある瞬間に創られて間もなく消滅する粒子(仮想粒子)の運動量が無限にわたる値をとることを許される場合(すなわちブリルアン限界がない場合！)です．その結果，これらの多くの表式は無限大となって現われます．したがってこの段階では理論は無意味になるかにみえます．

しかしながらこの問題を注意深く調べてみると，ある種のラグランジュ関数であらわされるモデルはみかけほど悪くはないことが明らかになりました．特に電子-光子相互作用(“量子電気力学”)の場合には次のような見方がなされました．

くりこみ理論

裸の電荷 e_B を考えることにしましょう．裸の電荷とはラグランジアンに現われる場合のパラメータ e です．さて，液滴法のような実験で測定される物理的電荷を計算してみます．すなわち

$$e^{\mathrm{eff}} = e_B + a_3 e_B{}^3 + a_5 e_B{}^5 + \cdots$$

といった量を計算します．そうすると，a_3, a_5 は無限大の数になることがわかります．明らかに，e_B ではなく e^{eff} が実験で見出される約0.3という値に等しいことを要求すべきです．そこで上式を次のように書きます．

$$e_B = e_R + b_3 e_R{}^3 + b_5 e_R{}^5 + \cdots$$

ただし e_R はくりこまれた電荷で e^{eff} に等しいと定義してかまいません．

今度は電子の磁気能率のような観測可能量を考えましょう．

$$\mu = c_1 e_B + c_3 e_B{}^3 + c_5 e_B{}^5 + \cdots$$

今度もやはり c_3 と c_5 は無限大であることがわかります(c_1 は有限です)．しかし，ここで e_B に e_R による表式を代入して得られる次の級数

$$\mu = c_1 e_R + \tilde{c}_3 e_R{}^3 + \tilde{c}_5 e_R{}^5 + \cdots$$

は“有限”の係数 $c_1, \tilde{c}_3, \tilde{c}_5, \cdots$ だけを含むことになります．とはいっても，これらの係数は二つないしそれ以上の無限大の量を互いに引き算することによって得られたものです．最終的に得られた値が本当に役に立つ理論を与えることを保証するには注意深い考察を必要としました．しかしながら，この手法は電気力学に対してうまくいき，それは“くりこみ”と呼ばれています．すなわち電気力学はくりこみ可能なのです．

すべてのラグランジアンの中でごく限られた一部のものだけがくりこみ可能であることがわかりました．今やわれわれはこのことが以下のような要求と関係があることを知っています．すなわち，短い距離スケール，いい換えれば高いエネルギースケールにおいて相互作用が制御可能でなければならないこと，すなわちあまり強くなりすぎてはならないことです．ちょうどニュートンが考えたように系の微細な部分を顕微鏡で覗いた場合，粒子はいわば直線に沿って，相互作用が無視できるような仕方で近似的に理想的な運動をしているようにみえねばならないわけです．電気力学がくりこみ可能であるのは，それが多かれ少なかれこの要請に合致しているからです．すなわち高エネルギーで理論がほぼスケール不変の極限に近づくことによっています．このことは上で述べた摂動展開が意味をもつ上で十分具合のよいことです(しかし後にみるように完全ではないのですが)．

さきに導入したフェルミ相互作用の場合には，残念ながら事柄はそれほどすっきりとはしていません．すべての発散を物理的なパラメータを定義し直すことで吸収できないからです．そうしようとすると，無限個の(未知の)相互作用定数を導入することが必要となり，何の予言能力もない“理論”にゆきつくことになるのです．今日ではこの事情はフェルミ定数 G_F が無次元でないことの結果として容易に理解されます．系を顕微鏡で倍率を上げながらみると，相互作用は急激に増大するようにみえるでしょう．短距離では無秩序状態(カオス)が存在します．すなわち粒子はもはや近似的にでさえ直線的に運動しません．

中間ベクトルボゾンの導入

しかしながら実験的に決められたフェルミ相互

作用の形はこの問題に救い道があることを強く示唆していました．すなわちこの相互作用は，初めに新しい重い粒子が創られその後すぐに二つの別の粒子に崩壊する(図2)という仕方の2段階でおきるようにみえたのです．この新しい粒子は中間弱ボゾン$W^{\pm}$と呼ばれ，ベクトル粒子です．ということはこの粒子が(相対論的な)ベクトル場$W_\mu(\boldsymbol{x},t)$(スカラー場ではなく)に対応づけられねばならないことを意味します．

1960年代においては，理論物理学者の中で唯一M. VELTMANが弱い相互作用に中間ベクトルボゾンを導入する必要性を強く確信しながら，当時の人々のいう“弱い相互作用の古ぼけた一角”にあるこの問題にずっと取り組んでいました†．彼にとっては弱い相互作用過程のカレント代数的性質だけではなく，次のような事実も問題を解く手掛りを与えました．すなわち，弱い相互作用はこのようにすれば“より軟らか”になる，いい換えれば非常に高いエネルギーで理論の収束性がずっとよくなると思われることです．かくして彼は場の理論の複雑・精巧化のここでいう第5番目の段階を見出したのでした．すなわち4体フェルミ相互作用は何らかの別の粒子によって“媒介”される場合にのみ生じうるというのであります．弱い相互作用の場合にはこれはベクトル粒子です．

しかしVELTMANはさらにまた別のことにも気づきました．このような粒子に対する唯一許されるラグランジアンは(もしそれが正のエネルギーをもち負でない確率で生み出されるべきものならば)最初の近似で

$$\mathcal{L}^{(0)} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu)^2 - \frac{1}{2}M^2 W_\mu{}^2$$

と表わせます．ここでMは粒子の質量です．このようなラグランジアンではいくつかの特別な場合にのみ理論の収束性がよくなります．この現象に興味をそそられて彼はこれらの場合をさらに突っ込んで調べ，ヤン-ミルズ理論の場合に似た相互作用項を導入する必要性を見出しました．このようにして理論はほとんどくりこみ可能になりました．だがすっかりそうというわけではありませんでした．どうしてでしょう？

† 弱い相互作用を，フェルミ型の直接相互作用ではなく，他の粒子のなかだちによって生ずる作用だとする考えは湯川の中間子論(1935)にはじまる．中間ベクトルボゾンの考えも1950年代後半よりVELTMANに先立って多くの人々によって提起されていたことを付記しておきたい．

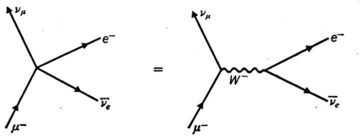


図 2

ヒッグズ機構とくりこみ可能性

上の答はふたたび理論の短距離での構造に見出すことができます．質量項が無視できるほど十分短い距離スケールでは，上記のラグランジアンは$\phi(\boldsymbol{x},t)$を任意のスカラー場とする次の変換

$$W_\mu \longrightarrow W_\mu + \partial_\mu \phi$$

のもとで不変性を示すようになります．したがってオイラー-ラグランジュ方程式はϕをうまく決めることができず，ϕは短距離で乱暴に振動するでしょう．このことはWの伝播関数の横成分の次のような不都合な振舞となって現われます．

$$\text{伝播関数} \longrightarrow k^2/(k^2+M^2-i\varepsilon)$$

われわれの哲学では，短い距離スケールでのこのような乱暴な振舞は理論にとって大きな災いです．その救済策は今では次のようにすればよいことがわかっています．

下記のような種類の“厳密な”対称性を導入します．

$$W_\mu \longrightarrow W_\mu + \partial_\mu \Lambda + \text{高次項}$$

もしもこの対称性が厳密なものならΛは観測にかかりませんから，それを好きなように選んで差しつかえありません．しかしW場に対して質量のある通常のベクトル場と同じ数だけの観測可能な自由度をあたえるために，普通のスカラー場$H(\boldsymbol{x},t)$をここで付け加えておくことにします．Hは大きなkに対しては

$$1/(k^2+M'^2-i\varepsilon)$$

というように振舞う通常の伝播関数をもち，長い距離スケールでは先ほどのϕ場に取って替わるべきものです．局所対称性の要求からHに対してある余分の成分が付与されます(少なくとも一つ，つまりヒッグズ粒子†)．それゆえ物理的に観

† ヒッグズ機構によって導き出される粒子．ヒッグズ機構とは，ゲージボゾンに質量を与えるメカニズムで，ラグランジアンのもつ対称性を真空が破るいわゆる自発的対

測可能な変更が理論に対してなされたことになります．つまり少なくとも一つの新しいスカラー粒子が必要だということです．

この線に沿って築かれた理論は通常くりこみ可能であって，今やくりこみ可能な理論としてどのようなものがあるか完全に知られています．このようにして，理論の洗練化の6番目の段階とはくりこみ可能性の要求であります．現在提唱されている"統一理論"のほとんどはこの部類に属します．

重力相互作用

ここで若干わき道にそれることにします．一見するとアインシュタインの一般相対性理論のラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{1}{G}\sqrt{-g}R$$

についての問題はフェルミ相互作用の場合の問題に非常によく似ていると思えます．というのは重力定数 G とフェルミ定数 G_F は双方ともに(質量)$^{-2}$ の次元をもっているからです．だとすると，上と同様の方針でアインシュタインの理論をくりこみ可能な重力場の量子論に変えるべきでしょうか？　これまでアインシュタイン理論に代わって重力定数を"無次元"のパラメータで置き換える理論が提唱されてきました．しかし残念ながらそれはせいぜい問題の部分的解決にしかすぎないのです．

われわれが真に試みるべきことは，短距離で無秩序状態(カオス)のない理論を組み立てることです(私の心配は"泡状時空 space-time foam†"がまさにこのような無秩序さの例となることです)．われわれのここでの哲学によれば，次のような理論をみつけようとするべきです．すなわちプランクの長さ†に比べて短い距離では時空は"なめらか"(連続もしくは微分可能等々)になるか，あるいは連続体よりはむしろそれが離散的な点の集まりのようなもので置き換えられるような理論です．そしてまたプランクの長さを超えて微小な時空に対してこの二つの描像がともに許される理論があればそれでも構いません．

くりこみ群と漸近自由性

さて本題に戻りましょう．くりこみ可能な理論は短距離で好ましい構造をもってはいますが，なお理想的ではありません．というのは，相互作用は短い距離スケールで消えるのではなく長い距離スケールでのそれに近似的に"等しい"からです．このことは非常に短い距離では，物理的に観測可能な効果についての計算結果をそれほど変えることなく，これらの相互作用を断ち切って差しつかえないということです．

しかしこれらの理論は厳密にはスケール不変ではありません．もし $g(\mu)$ をエネルギー(距離の逆数)のスケールが μ なる値での有効結合定数††とすると，古典的なラグランジュモデルだけがスケール不変です．なぜなら $g(\mu)=g$(一定)だからです．量子論的ラグランジュモデルでは，高次の量子効果が補正項を生み出し，それは次のゲルマン-ロウ方程式で記述されます．

$$\mu\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\mu}g(\mu) = \beta(g(\mu))$$

ただしここで

$$\beta(g) = \beta_3 g^3 + \beta_5 g^5 + \cdots$$

です．これからわかるように

称性の破れをひきおこすスカラー場を導入する．その結果，連続変換の自発的対称性の破れに伴う質量がゼロでスピンもゼロのいわゆる南部-ゴールドストンボゾンはゲージ場の縦成分として吸収され，ゲージボゾンが質量を獲得する．これがヒッグズ(HIGGS)機構と呼ばれるものである．$SU(2)$ の2重項のスカラー場では実成分でいって四つの自由度のうち，三つが吸収されてベクトル場の縦成分となり，残り一つが物理的スカラー場(ヒッグズ粒子)の自由度として残る．この機構で質量をもつゲージ場の理論がくりこみ可能であるのは 'T HOOFT によって最初に証明された．

† J. WHEELER や S. HAWKING による考えで，プランクの長さのスケールでは時空は泡状の構造をもつというもの．重力場の量子論的ゆらぎは異なる位相的構造をもつ場の解の間にまたがるため，径路積分による重力の量子化においてさまざまなトポロジーの構造をもつ解をとり入れねばならぬとするアプローチ．

† ニュートンの重力定数 G および $\hbar, c$ から作れる長さで，$L_{\mathrm{PLANCK}}\sim\sqrt{G\hbar/c^3}\sim10^{-33}$ cm．これに対応する質量がプランク質量：$M_{\mathrm{PLANCK}}\sim\sqrt{\hbar c/G}\sim10^{19}$ GeV で，弱，電磁，強，重力の四つの相互作用を統一する試みでこれらの力の強さが等しくなるエネルギーと考えられる．また，この質量をもつ物体のコンプトン波長はそのシュバルツシルト半径(p. 162 の注をみよ)に等しい：$\hbar/Mc=GM/c^2$．

†† くりこみ点の運動量の大きさによって変化する結合定数で，その運動量スケールでの実効的な結合の強さを表わす．漸近自由性は高エネルギー極限で有効結合定数がゼロに近づくことに対応する．

$$g^2(\mu) \simeq \frac{1}{\beta_3 \log(\mu_0/\mu) + O(\log\log(\mu_0/\mu))}$$

となります．ここで μ_0 は積分定数です．ほとんどの理論では β_3 は正です．もしも $\mu=\mu_1$ で $g^2(\mu_1)\ll 1$ であれば μ_0/μ_1 は極めて大きくなくてはなりません．しかし $\mu\to\mu_0$ の極限で理論は爆発してしまいます．したがって結局のところは，エネルギーが指数関数的に高くなると無秩序さが存在することになります．このことは例えば量子電気力学にとっての病弊です．もっともこの効果が引きおこす不定性はこの理論で現在可能な理論計算の不定性やまた未知の粒子から期待される多くの補正と比べればはるかに小さなものです．

しかしながら強い相互作用の場合にはこれは深刻な問題です．したがって，"統一理論"と同じ性質をもったいくつかのモデルすなわち非可換ゲージ理論のいくつかの特別の例では驚くべきことに

$$\beta_3 < 0$$

であることが見出されましたが，これは喜ばしいことでした．その場合には μ_0 は大きくではなく小さく選ばれねばなりません．そして短距離では無秩序ではなく対数的に減少する結合定数が存在します．この特徴は"漸近自由性"と称せられています．この性質は，およそ完全に満足のいくいかなる素粒子の"モデル"にとっても必要な要請だと私は考えております(もしそのモデルにおける物理的効果が望まれる任意の数学的精度で計算可能であるべしとするかぎりは)．素粒子に対する"理論"に無限の精度を要求しないならば，理論は漸近的自由である必要はありません．しかしそのときには，フェルミ理論でみたように，くりこみ可能である必要もないのです(フェルミ理論は高次の効果が無視できる低いエネルギーでは，非常にうまくできていたことを思い出して下さい)．

漸近自由性は理論の洗練化の第7の段階です．強い相互作用をする粒子に対するいかなるモデルも，いくらかの正確さを主張する以上，漸近的自由でなければなりません．実際，このことが知られるか，少なくとも気づかれるようになるや直ちに，現在のクォーク-クォーク相互作用の理論である量子色力学[†]が提唱され，高度の成功を収めることになったのです．

くりこみ可能なモデルの中でごく一部分のものだけが漸近的自由となります．すなわちまずゲージ場(非可換だけ)がなければなりません．そしてこれと相互作用する(限られた個数の)フェルミオン場があっても構いません．スカラー場は非常に特殊な構成(必ずしも超対称性[†]をもたない)で結合定数の間の奇妙にみえる比(ある種の理論では $\lambda/g^2=(\sqrt{129}-5)/8$ というような)を備えたもののみが許されます．

明らかに今やわれわれはわれわれの目標である，短距離でなめらかな振舞をする理論に到達しました．しかしながら，そこに用いられる数学は大へん複雑なものであり，次のような質問が出るのは全く正当です：この振舞は十分になめらかであるか？　なめらかであるにもかかわらず，短距離での相互作用が共謀して，非摂動的レベルで制御不可能な発散を生むことはないだろうか？　これらの質問に対する答は知られていませんし，また物理的観測量に対して原理的に無限の精度で予言が得られるような何らかの厳格な数学的処方——すなわち"構成的場の理論"——がみつかるまでは知られることはないでしょう．いろいろな試みがなされていますが，問題は難しいのです．

もしも最近の格子上でのコンピューターシミュレーションの結果がわれわれに何ごとかを暗示しているものとすれば，それは漸近的自由場の理論が確かに問題なくうまくいくこと，また，しかしそれにもかかわらず強い相互作用のモデルを完全

[†] 強い相互作用に対する $SU(3)$ カラー・ゲージ理論．ヤン-ミルズ場で表わされるカラー(色)をもった8種類のグルーオンと3種類の色のクォーク系を記述する非可換ゲージ理論である．ゲージ場自身がカラーの電荷をもっているため自己相互作用を行なう．その結果，高エネルギー領域にいけばいくほど，いい換えれば短距離にいくほど相互作用が弱くなるといういちじるしい特徴(漸近自由性)をもつ．したがって高エネルギー領域では摂動論的扱いが可能で，電子・陽子非弾性散乱などの現象をうまく説明する．また低エネルギーあるいは長距離では相互作用が強くなり，クォークの閉じこめを実現すると考えられる．最近，格子上で定義された量子色力学のモンテカルロシミュレーションでハドロンの質量などが数値的に計算され，よい結果が得られている．

[†] supersymmetry．ボゾンとフェルミオンを統一する対称性．変換群の中にボゾン(整数スピン)とフェルミオン(半整数スピン)をつなぐ生成演算子を含む．この対称性のもとではボゾンとフェルミオンは同一の多重項にまとめられる．一般にスカラー理論は質量の2次発散があるが，超対称性をもった理論にすると，ボゾンとフェルミオンのループの間で2次発散が相殺して，理論に後述の"自然さ"(naturalness)をもたせることができる．この対称性を局所対称性にしたものが超重力(supergravity)理論で，重力子(graviton，スピン2)とスピン3/2のグラビティーノ(gravitino)の場を含む系を記述する．

に曖昧さのないものにするには，それにさらに進んだ数学的制限を要求すべきであると推測するのは興味があるということです．このことはクォーク間の相互作用を記述する“量子色力学”が本当は正しく定義されておらず，そもそも理論といえるものでないということを意味するかもしれないのです！　われわれは往々にして，それが理論であるという理論をこしらえるものです．

大統一理論

さしあたり，上で述べた注意信号に目をつぶれば，くりこみ群は別の事柄のために有益な結果をもたらしています．$U(1)$，$SU(2)$ならびに$SU(3)$の三つのゲージ理論のゆっくり変化する結合定数を追ってみますと，μが約16桁のオーダー増大したところで，なんとこれらは一つの値に一致することが見出されるのです！　さてここで次のコマーシャルをお送りする時間になりました．

乞御期待

大統一理論*†

かのアインシュタイン博士ですら夢見たことのないものです！　ワインバーグ角もちゃんと説明されます…．私どもはなんでもすべて――重力さえも**統一するのです！　超対称な私どものおもちゃをお買い求め下さい！　これぞわが“大宇宙”を始動させた正にその機械です！

（* ただし“自然さ”††を保証せず．** その見込み．）

当劇場にて次回大公開！

残念ながらこのコマーシャルは時期尚早といわねばなりません．われわれはまだ理解されてもいないたぐいの未曾有の大統一理論を買えとすすめられているのです．特価品はたいしたことはありません！　こうしたモデルに内在する，基本的な不確実さや不定性は小さいとはいえ，決して非常に小さいというわけではありません．というのは“統一スケール”のほんの数桁先のオーダーの距離スケールで，重力による無秩序さがおこり始めるからです．そしてこれらのどのモデルをとっても，この問題に何らかの進んだ見通しを与えているものはみうけられません．

量子重力とブラックホール

プランクの長さより短距離での強い一般相対論的効果による重力的無秩序状態，ないしは泡状時空の脅威にいかに立ち向かうべきでしょうか？　最短の距離スケールといったものがあるのでしょうか？　明らかに現在のわれわれの理解はこれらの問に直截的に答えるにはあまりにも混乱しています．しかし私はわれわれの理論的方法をさらに洗練することがわれわれを助けてくれるものと考えます．

実際，この世界に最短の距離スケールが存在することを支持する議論があると私は思います．図3は，擬似対数スケール(ゼロを含む)で“点状素粒子”(most pointlike particle)の質量スペクトルを示したものです．それはその質量スケールで可能なかぎりコンパクトな物のすべてを単に網羅したものです．もちろん，われわれがその存在をいつくしみまたは信じる粒子のすべてを含んでいます．約10^{20} GeVくらいより先でこの図にあるのはそれ自身のシュバルツシルト半径†より決して小さくはなれない粒子であり，その半径はそれ

---

† $SU(2)\times U(1)$の電磁・弱相互作用の統一理論と強い相互作用の$SU(3)$カラー・ゲージ理論(量子色力学)の両方を含む統一理論をつくる試み．$SU(3)$，$SU(2)$，$U(1)$を含む大きなゲージ群，例えば$SU(5)$(GEORGI-GLASHOW)などに基づく非可換ゲージ理論．三つの相互作用の強さが等しくなるエネルギースケールが統一スケールで$10^{15\sim16}$ GeV．ワインバーグ角が計算でき，実験値によく一致する．また，陽子崩壊や磁気単極子の存在が予言され，種々の実験で調べられている．

†† naturalness．大統一理論には電磁・弱相互作用のスケール10^2 GeVと統一スケール10^{15} GeVの二つ大きくかけ離れたスケールが存在し，この大きなギャップをいかに説明するかが“ゲージ・ヒエラルキーの問題”と呼ばれている．これは理論の中のパラメータに$10^2/10^{15}\sim10^{-13}$の精度の微調整が必要で，この比を何らかの対称性によって小さくできるか，あるいは摂動の高次効果によっても損なわれないようであれば，理論は自然(natural)であるといわれる．一般にスカラー粒子を含む理論では質量の2次発散があるため自然さが失われるが，超対称性をとり入れた理論では自然さがあるといわれる．

† アインシュタインの重力場の方程式の真空中で球対称な場合のシュバルツシルト解を特徴づける半径で，重力半径とも呼ばれる．中心の質量をMとして$r_g=2GM/c^2$で与えられる．この半径をもつ球面をシュバルツシルト面と呼び，球対称に重力収縮する物体(星)がこの面内に入ってしまう場合が重力崩壊で，ブラックホールが形成されることになる．

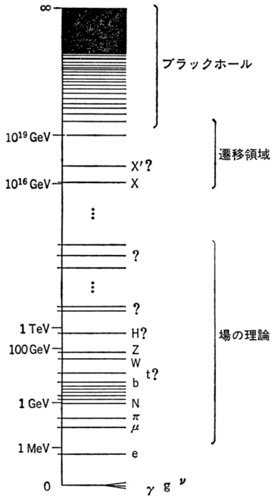


図 3 ある芸術家のみた，点状粒子の完全スペクトルの印象.

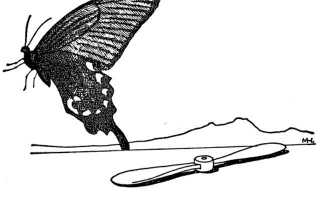
らのコンプトン波長よりも長いのです！ それらはブラックホールです．このブラックホールが離散的スペクトル(その密度は $\exp[4\pi(M/M_{\text{PLANCK}})^2]$ のように急激に増大します)をもつことは十分考えられますが，それはホーキング輻射†に熱力学を適用するとブラックホールが一種の有限のエントロピーをもつという事実によるものです．

さてブラックホールのサイズは質量とともに“増大”します．ですから可能な最も小さい物体は約 10^{19} GeV の質量をもちます．“通常の”場の量子論とブラックホール物理との間の 10^{19} GeV あたりを中心とする遷移領域は理論物理学での最も難しい領域になるものと思われます．“場の量子論”と“一般相対性理論”も共にそれを正しく記述するのに全く不適当です．したがってブラックホールと素粒子それぞれに対するわれわれの理解とを結び合わせることが，おそらくはわれわれの挑戦すべき問題として残るでしょう．

物理学者が成しとげようと試みるべき種類の統一とはこのようなものです．それは単に自然界の異なった力を統一するにとどまらず，むしろ基本法則と原理についてのわれわれの理解のすべてを統一するということです．

翻訳 牧 二郎，京都大学基礎物理学研究所
植松恒夫，東京大学理学部物理学教室

† 古典論ではブラックホールは粒子を外から吸い込むだけで放出することはない．しかしブラックホールの曲がった時空では量子力学的効果によって粒子が創られ外へ放出されることが HAWKING によって示された．そのスペクトルは温度が $T=(8\pi M)^{-1}$ (M: ブラックホールの質量)の熱輻射の分布をもちホーキング輻射と呼ばれる．またエントロピーは $S=4\pi M^2$ で与えられるので，スペクトルの密度を $\rho(M)$ とすると $\rho(M)=\exp[S(M)]=\exp[4\pi M^2]$ となる．



19 どこへ向かうのか素粒子物理は

釜江常好*・相原博昭*

1970年代に素粒子物理学は“標準理論”を確立した．この延長に大統一構想があったが，1985年夏の京都会議で，当初のナイーブな構想の破綻が明らかになった．構想は改良版である超対称性理論に引き継がれており，実験的検証が待たれている．新しい方向を模索する素粒子物理学の現状を解説する．

あのオプティミズムはどうなった

巨大加速器での実験とWEINBERGやSALAMによる大胆なゲージ理論の導入が，素粒子物理学に革命をもたらしたことは記憶に新しい．ゲージ理論はその昔多くの理論学者をして，“現実がこの理論が予言するように単純明快ならよかったのに”と嘆かせた，美しい理論であった．しかし，現実に陽子の90倍もの質量をもつWボソンやZボソンが，質量ゼロとして登場するという致命的な欠陥をもっていた．その理論が十数年後に，WEINBERGとSALAMにより蘇ったのだ．

ゲージ理論は元の美しさを残しつつWやZの質量を大きくするトリック(ヒグス機構)を導入することにより電磁相互作用と弱い相互作用を統一して記述する理論に仕立て直された．WEINBERGたちの成功に刺激された'T HOOFT, GROSS, WILCZEK, POLITZERたちは，数年後に，強い相互作用を記述するゲージ理論，量子色力学を完成させたのだ．これらの経緯は数多くの秀れた解説書に詳述されているのでここでは除くことにする．

1970年代中途は，ワインバーグ-サラム理論(WS理論と略記)と，量子色力学(QCDと略記)という量子電磁力学以来の本格的理論が，実験的検証に供された時代であった．1978年東京で開かれた高エネルギー物理学国際会議はこれらの検証実験を総括した記念すべき会議となった．1978年夏の会議場には，“ゲージ理論がすべてを解決してくれる”との楽観論が満ちていた．野心のある理論家は，独自のゲージ理論を組み上げ，加速器のエネルギーがさらに高められる数年後に向けて予言を発表しはじめた．‘誰でも作れるゲージ理論組立てキット’と題した解説書が出廻っていたのが思い返される．

* Tuneyoshi KAMAE, Hiroaki AIHARA 東京大学理学部物理学教室

東京会議から7年を経た1985年夏には，京都で1985年度高エネルギー・レプトン・光子相互作用シンポジウムがあり，800人近い内外の研究者が集まった．そこでは東京会議を支配したあのオプティミズムはどうなっていたのだろう．さらには，素粒子物理学は今後どの方向に発展していくのだろうか．会議の印象を中心に，私たちのみる素粒子物理学の現状と将来の展望をやさしく解説してみる．

京都での会議は20近くのテーマに分割した総合報告と少数の招待講演だけで構成されたため，世界の研究者がもつムードは，総合報告よりもコーヒー・ブレイクの会話により忠実に現われていた．“やあ，元気か，何やっている？”“SLACで実験していたんだがもう装置は止められるんだ”“この先どうするの？”“フェルミ研の巨大実験グループCDFかDϕ，CERNの四つのLEP実験グループ，SLACのSLCグループかSLDグループのどれかに入れてもらうかなあ．それにしても200人近い人数のグループなんて，気が進まないよ”“俺たちも迷っているところだよ．小さな実験は予算的にも苦しい上，5年ガンバッても大した成果が出せないこともある”“ところで1周100kmの超伝導加速器なんていうSSC計画はどう思う？”“俺の定年前に完成するなら参加してみたいと思うが，大学院生が参加できるプロジェクトではないなあ”“地下にもぐるのは？”“単能の地下実験というのもリスクが大きすぎるよ”“もうベルが鳴っている．次のスピーカーはかなり切れるとのウワサだ．聞いてみようよ”

1970年代のオプティミズム

1984年のノーベル物理学賞はワインバーグ-サラム理論が予言していた，WボソンやZボソンを発見したRUBBIAと反陽子・陽子衝突型加速器を建設したVAN

DER MEER の2人が受賞した．RUBBIA たちの論文が発表されたときの学者の関心は $W^{\pm}$ や Z^0 にではなく，変わった事象が一例でも観測されていないかに集中した．$W^{\pm}$ や Z^0 は1970年代の数多くの実験で90 GeV くらいに存在することは99% 確立していたといえる．株屋よりも先物買いに走る素粒子屋は，“過去”より“未来”を買いあさる．RUBBIA たちのもつ非公式データに何か新しい兆しがあれば人より早く知ろうと，現象論を商いとする理論屋の出し抜き合戦が展開された．その結果浮かび上がったのに次のようなものがあった．

(a)大運動量をもつ中性粒子が検出されないために運動量バランスを欠いているらしい“孤立ジェット”が，既知の現象だけでは説明できない頻度で観測された．

(b)Wボソンがトップ・クォークに崩壊しているらしい事象が数例観測された．

最初の事象は，あとで解説するように1970年代のオプティミズムがしがみついた最後の望みとなっている．

話を戻して1970年代オプティミズムがなにであったか思い返してみよう．WS理論とQCDの二つのゲージ理論の成功で気をよくした理論家は，強い相互作用(QCD)がエネルギーが高まるにつれ弱まり，やがてWS理論(電磁・弱相互作用)と同じ強度になるとのゲージ理論固有の予言に着目した．GERGI と GLASHOW はこれら相互作用の強度(結合定数)が合致すると予想されるエネルギー(約 10^{15} GeV)で，WS理論とQCDが“大統一”されると考えた．そもそもゲージ理論は汎電磁気学ともいえるもので，電荷が1種類だけか(電磁相互作用；電荷は $U(1)$ と呼ぶ群の構造をもつ)，2種類あるか(弱い相互作用；弱い電荷は $SU(2)$ と呼ぶ群の構造をもつ)，3種類あるか(強い相互作用；カラー電荷と呼ぶ強い電荷は $SU(3)$ と呼ぶ群の構造をもつ)だけの違いと考えてよい．強・電磁・弱相互作用を“大統一”するには少なくとも5種類の電荷が必要となる．対応する群で一番小さなものは $SU(5)$ であることは群論が教えてくれる．“大統一”の考えが正しいと，電磁力の電荷も弱い力の電荷も強い力の電荷もすべて平等になり，電荷を相互に変換する粒子が登場する．CERN の巨大加速器をもってしても 10^2 GeV の粒子を発生させるのがやっとである．10^{15} GeV でおきる現象がそのままこの世に出現するわけはないが，“名残り”は観測にかかるはずだ．“大統一”の名残りは次の型ですでに現われているし，または現われると予言される．

(イ)陽子あるいは原子核は 10^{31} 年くらいの寿命で π 中間子と陽電子などに崩壊する．

(ロ)クォークの電荷は電子の ±1/3 や ±2/3 になる．

(ハ)ワインバーグ角と呼ばれる量が実測値に近い値である．

‘だれでも作れるゲージ理論組立てキット’を使えば，$SU(5)$ 以外の群を使っても大統一理論がつくれる．要点は，どれだけ魅力的な予言が生まれるか，またエネルギーの低い領域では自然にWS理論とQCDに移行するかの二つにある．$SU(5)$ 以外の群で大統一理論をつくると次のような可能性も生ずる．

(ニ)ニュートリノが質量をもつ．

(ホ)WS理論が左巻きの弱い相互作用(現時点での観測事実と合致)しか含まないのに対し，右巻きの相互作用が存在する．

東京会議の時点では(イ)を検証する実験装置が世界各地で提案され始めていたし，(ロ)や(ハ)は大統一理論の正しさを暗示しているようにみえた．(ニ)を検証する実験も準備され始めていた．多くの人が，5年後には大統一理論がWS理論同様強固な理論として確立されているだろう，と考えた．高名なヨーロッパの学者は“あと5年で素粒子物理学は終わる．すべてが理解されてしまうので研究することもなくなるだろう”とさえいってのけた．

オプティミズムのかげり

東京会議から7年が過ぎてしまった．この間，1970年代のオプティミズムはつぎつぎと実験結果により崩されていった．いや1970年代終りには，理論面でも楽観論に疑義が投げかけられていたのだ．これは大統一理論にいまでもつきまとう大きな困難である．

(へ)大統一理論もゲージ理論であるかぎり，10^{15} GeV といった大きな質量を，ヒグス粒子の導入によって作り出さねばならぬ．大統一理論用のヒグス粒子が存在すればWボソンやZボソンもその影響を受け，質量は 10^2 GeV よりはるかに重くなってしまう．なにか“特殊な細工”でもしないかぎり，大統一理論は自己矛盾に陥る(質量スケールの問題)．

(ト)ヒグス粒子の仮定はいかにも不自然である．またWS理論用，大統一理論用と多数のヒグス粒子が必要だとなると，もはや美しい理論といえない(ヒグス粒子の問題)．

(チ)WS理論，QCD，大統一理論といった流れは，1世代の基本粒子(レプトンとしては ν_e と e^-，クォー

クはuとd)に適用される．現実には第2世代(ν_μとμ^-，cとs)，第3世代(ν_τとτ^-，tとb)も存在する．なぜ3世代があるのか，また世代間の関係は，などの重要な問題に大統一理論はふれない(世代の問題)．楽観的にみれば，困難はあっても実験で(イ)の陽子崩壊が観測されれば，大筋では大統一理論の方向でよいことになる．あとは天才的理論家が(ヘ)や(ト)の困難を解決してくれるのを待てばよい，ともいえるのだが．その後どのように発展していったのか，以下にみることにしよう．

素粒子物理学は5年では終わらなかった

陽子崩壊は観測されたか

アメリカ五大湖の一つエリー湖南岸の岩塩鉱山の採掘あとに8000トンの水を溜め，その中の陽子や原子核中の核子が崩壊するのを検出する実験が始まって，早や3年余が過ぎた．日本では，神岡にある鉱山の奥まった所で3000トンの水を溜めた実験が，3年目に入っている．もし$SU(5)$を基礎とする大統一理論が正しければ，水1000トンの中にある$6\times10^{23}\times10^9=6\times10^{32}$個の核子は，毎年20～30個の割合で$e^+\pi$に崩壊する．神岡にあるKAMIOKANDEと名付けられた検出装置ではe^+と$\pi^0\to\gamma\gamma$，$\gamma\to e^+e^-$のe^+やe^-が出すチェレンコフ光が図1に示したようなパターンで観測されるはずだ．実験装置の検出効率や崩壊の分岐比などを考慮しても約10個程度検出されなければならない．アメリカの装置は容積も大きく観測期間も長いが，やはり崩壊例は一つも観測にかかっておらず，日本の結果よりさらに厳しく$SU(5)$大統一理論を否定する．逆算すると陽子(核子)の寿命は$N\to e^+\pi$でみるかぎり，3.3×10^{33}年以上となる．1970年代中途のオプティミズムの柱の一つであった陽子崩壊検証の夢はここに“崩壊”していった．これはすべての大統一理論を否定するものではない．しかし$SU(5)$以外の大統一理論は予言があまり明快でなく，検証するのも容易ではない．“あと数年で大統一理論が確立する”のは困難となりつつある．

ニュートリノの質量は測定にかかったか

1980年頃にはモスクワのITEPグループが，電子ニュートリノの質量は37 eVくらいであるとの論文を発表し，われわれを驚かせた(図2)．高分解能・高立体角のβ線スペクトロメーターで，トリトン(三重陽子)のβ崩壊で出る電子の連続スペクトルの高エネルギー側終端を測定したところ，ニュートリノの質量に起因するとみ

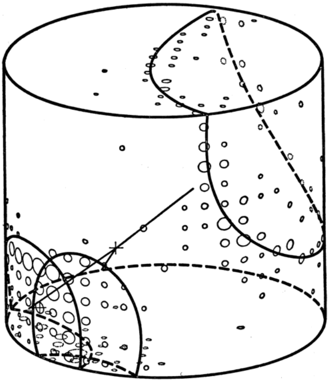


図1　神岡にある陽子崩壊実験装置で予想される$p\to e^+\pi^0$検出事例(計算機によるシミュレーション)．水中でe^+やγがつくり出すe^+e^-対によるチェレンコフ光を約1000個の光電子増倍管で検出する．小さな円は，円の中心にある光電子増倍管が半径に比例した光量を検出したことを示す．右上に見える環状の光はe^+の放出するチェレンコフ光円錐，左下のはγ線がつくり出したe^+やe^-によるチェレンコフ光円錐である．(東大理学部戸塚氏提供)．

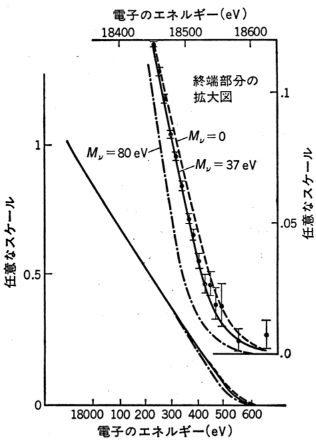


図2　ITEPグループによるニュートリノ質量の測定．トリトン(三重陽子)のβ崩壊で放出される電子のエネルギー分布の上端部分はニュートリノの質量に依存する．縦棒付きの黒点はデータ．$M_\nu=0, 37, 80$ eVはニュートリノの質量が該当値であった際に期待されるエネルギー分布．(V. A. Lubimov et al.: Phys. Lett., **94 B**, 266(1980)による)

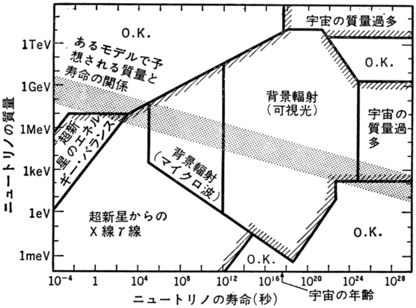


図 3　宇宙論および宇宙の観測事実と矛盾しないニュートリノの質量と寿命． OK と書かれた部分が矛盾しない領域．網かけ部分は，重いニュートリノが γ や e^+e^- を放出して，より軽いニュートリノに崩壊するとしたときの寿命と質量の関係．(M. S. Turner: Neutrino, 80, Vol. 1, 95(1981)による)

られる歪みが観測されたというのだ．事実だとすれば大事件だ．分解能が 30 eV 以下で大立体角のとれるスペクトロメーターは，世界でも数少ない．類似のスペクトロメーターをもつ東大原子核研究所をはじめとする世界数カ所の研究所では，より高い分解能での追試が準備された．東大核研の例では線源，検出器などに最新技術の粋をこらして 10 eV くらいの分解能を達成している．

京都会議では上記東大核研の実験結果も他研究所の結果も報告されなかった．しかしスウェーデンの Bergquist は総合報告の中で ITEP の装置や解析方法を詳細に検討し，鋭い批判を展開した．彼は，ITEP のスペクトロメーターのレスポンス関数(理想的な線スペクトルがどのように観測されるか)を計算機シミュレーションなどによって再現したが，それによると ITEP のグループがデータ解析に使用しているレスポンス関数は間違っている，というのだ．Bergquist の求めたレスポンス関数では，分解能自身が 30 eV くらいとなり，ニュートリノの質量がゼロでないと結論できないことになる．参考までに述べると ITEP グループの最新報告ではニュートリノの質量は 20 eV 以上 45 eV 以下となっている．

Bergquist の具体例をあげての批判は非常に説得力があった．追認実験の結果が出る 1986 年 2〜3 月には，この批判が正しかったかどうか決着していよう．

そもそもニュートリノの質量には宇宙論から厳しい制限がつく．現在の標準的宇宙論が正しいと信じればの話ではあるが．ITEP グループが主張する質量は宇宙論と矛盾しないところにあった(図 3)．他にニュートリノに“許された”質量領域としては 10 MeV 以上がある(図 3)．この可能性を探索する実験も数多く発表されているが，すべて否定的な結果を出している．東大核研をはじめとし，各地で稼動しつつある高分解能スペクトロメーターは，10 eV くらいの質量まで測定できそうだ．電子ニュートリノに質量があっても，1 eV より小さいと考える人が多い．とすれば，将来この方向で大統一理論を検証するのも容易ではない．

右巻きの弱い相互作用はみつかったか

大統一理論はいろいろな群を基礎につくることができるが，その一つにワインバーグ-サラム理論と異なる弱い相互作用の存在を予言するものがある．つまり左巻きの弱い相互作用(V－A 型)以外に右巻きの弱い相互作用(V＋A 型)が存在するというのだ．この可能性は $\pi^\pm \to \mu^\pm \nu \to e^\pm \nu \bar{\nu}$ の崩壊などで精力的に研究されてきたが，左巻きの相互作用の 0.5% レベルまで発見されていない．

超対称性理論の必要性

電磁相互作用と弱い相互作用は 100 GeV くらいで統一されるが(W ボソンや Z ボソンが 100 GeV くらいの質量をもつことと同じ)，強い相互作用だけはさらに高いエネルギー(10^{15} GeV)にならないと統一されないために，前述の(へ)で述べた困難が生ずる．これはすでに 1970 年代に指摘されていた理論的困難ではあったが，なんとかうまく“ごまかせる”かもしれない，という期待もあった．それも次々と望みを断たれ，超対称性(Super Symmetry, SUSY と略す)と呼ばれる対称性が自然界に存在しないかぎり，解決しないと思われるに至った．その事情を少し説明しよう．

大統一理論の相互作用(陽子を崩壊させる相互作用など)は 10^{15} GeV くらいの重いゲージ粒子により媒介されるのだが，この質量もヒグス粒子がつくり出さなければならない．この大統一理論用のヒグス粒子は厄介な“副作用”をひきおこすが，その一つが，せっかく WS 理論

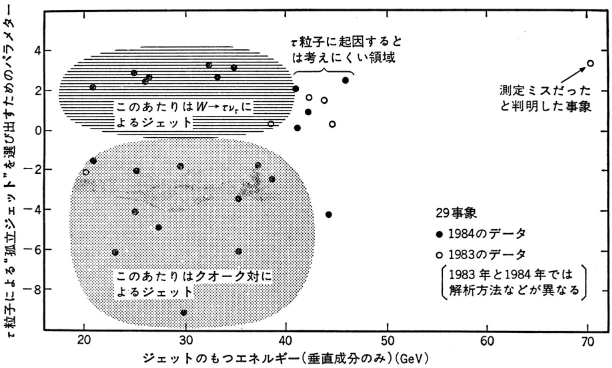


図 4 RUBBIA たちにより観測された"孤立ジェット"事象. 横軸はジェットのもつ加速器ビームと垂直な方向のエネルギー(≅運動量)成分. 縦軸は, ジェットの広がりなどから算出された, τ粒子に起因する孤立ジェットを選別するためのパラメーター. 各点が観測されたジェットに対応している. 右上の数個が, 説明困難とされる事象. 横軸の測定精度や絶対値の精度については公表されていないが10%程度と推定される. (C. RUBBIA: Talk in 1985 Lepton-Photon Symp. による)

が正しく算出したWやZの量質を10^{15} GeV近くにまで引き上げてしまうことである. しかしうまくしたもので, この世界がフェルミ粒子(スピン半整数)とボーズ粒子(スピン整数)の入れ替えに関し対称であったとすれば, 大統一理論用ヒグス粒子による質量引き上げ効果は打ち消されてしまうことも1970年代にわかっていた. これがうまく利用できればよいのだが, はたしてわれわれの知っている素粒子は, 同じ質量で同じ性質をもつ, フェルミ粒子とボソン粒子とが対を組んで現われているだろうか. 電子(スピン=1/2, $e^{\pm}$)にはスカラー電子(スピン=0, $\tilde{e}^{\pm}$)が, フォトン(スピン=1, γ)にはフォティーノ(スピン=1/2, $\tilde{\gamma}$)が対応して発見されなければならない. 現実はそうなっていないのはなぜか. これは, 超対称性は近似的にしか成り立っていないため, 超対称性のパートナー(SUSY粒子と総称する)はきわめて重く, 未発見であると考える. 大統一が達成されるエネルギー(10^{15} GeV)からみて, 通常の粒子とSUSY粒子はよい近似で質量ゼロに縮退していれば, 質量スケールの問題は十分解決できる. 残された問題は, 数十GeVないし数百GeV以下にSUSY粒子がみつかるかにある.

SUSY粒子はみつかったか

RUBBIAたちの実験でWやZの発見以上に着目されたのが前出(a)の孤立ジェットが観測されているとのニュースであった. 孤立ジェットと呼ぶ現象について, 少し説明しておこう. 質量の大きい粒子が2体に崩壊するとき, 二つの粒子は運動量保存則によって反対方向に放出される. その一つが, ニュートリノのように強い相互作用をせず, 電荷もない粒子であったとすると, 見かけ上運動量バランスを崩したような"孤立した粒子"だけが観測されることになる. 観測される方の粒子がクォークであれば, ハドロン群が"孤立したジェット"を形成することになる.

孤立したジェットとしてみえうる親の粒子には例えばτ粒子が考えられる. 荷電レプトンであるτ粒子は大部分τニュートリノとハドロン群に崩壊する. Wボソンも10%くらいの確率でτ粒子とτニュートリノに崩壊するから孤立したジェットとして観測される可能性がある. これらのわかっている源に起因し観測される事象の頻度は計算できるし, ジェットの大きさなども推測できる. 1984年から1985年初めにかけてRUBBIAたちは観測される孤立したジェットはτ粒子など, 既知の源に起因するものだけでは説明不可能と発表してきた(図4). 余分な部分はSUSY粒子の崩壊による可能性が大きく浮かび上がったのである.

SUSY粒子は対になって発生したり崩壊する. 例えば, クォークのSUSYパートナー(スカラー・クォーク, $\tilde{q}$)が崩壊する場合には$\tilde{q}\to q\tilde{\gamma}$, そしてスカラー電子なら$\tilde{e}\to e\tilde{\gamma}$といった風になる. ここでは$\tilde{\gamma}$はフォティーノと呼ばれる光子(フォトン)のSUSYパートナーで, 通常の電磁相互作用をしないため検出器には信号を出さないと考えられる. つまり"孤立したジェット"として観測されるはずなのだ.

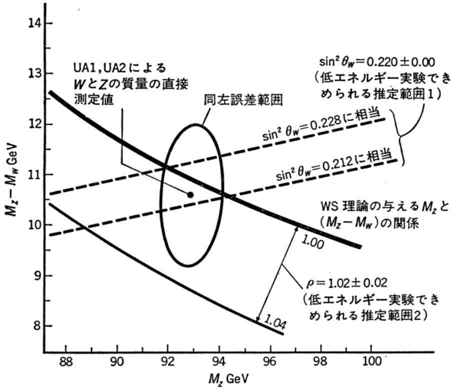


図 5　低エネルギー領域で測定されるワインバーグ角(θ_W あるいは $\sin^2\theta_W$)や ρ と M_Z および M_Z-M_W の値の関係. M_Z と M_W の間に WS 理論の予言する関係があれば $\rho=1$ に対応する太い線を得る．これに $\sin^2\theta_W$ の実側値を組み合わせると，CERN の UA 1(RUBBIA ほか)と UA 2 グループによる M_Z および M_Z-M_W の実測値(黒丸)と 1〜数%内で一致する値を得る．これは WS 理論が高い精度で成り立つことを示唆するものである．

RUBBIA たちの孤立したジェットの観測には，既知の源に起因する部分を推測するにあたり，緻密な解析がされていない，という批判が寄せられていた．京都会議での RUBBIA は，言葉を慎重に選びながらも，今まで説明不可能な孤立ジェットであると発表してきたかなりの部分は，既知の原因と矛盾しないことを認めた．しかしそれでも，説明不可能な孤立ジェットは若干残ると言った(図 4)．聴衆の多くは，SUSY 粒子が発生している根拠は，消えつつあるとの印象を得た．

SUSY 粒子発見の夢は現在稼動を開始しつつあるフェルミ研究所の $\bar{p}p$ コライダー(1 TeV×1 TeV)に引き継がれることになる．1970 年代のオプティミズムはフェルミ研究所の CDF 実験(日本からも筑波大などが参加)や日本のトリスタン計画(e^+e^- 衝突)，CERN の LEP 計画(e^+e^- 衝突，日本からも東大が参加)による SUSY 粒子の発見へ望みをつなぐことになる．

標準理論が破綻する兆しはあるのか

エネルギーにして 100 GeV くらいまでの素粒子物理学は，原理的には“完全に”理解したと思った理論屋は，一挙に 10^{15} GeV までの物理を“理解”しようとした．おそくとも数年後には“理解”されるだろうと思えたのが 1970 年代中途であった．しかし一挙に 10^{15} GeV まで飛躍するのが困難となると，昔からやってきたように一歩一歩ゆっくり進むことが重要となる．

“標準理論”と呼ばれる一連の理論のセットがある．WS 理論，QCD，ヒグス粒子の仮定，3 世代のレプトンとクォークの存在(小林–益川模型による混合を含む)がこのセットに入る．現有の加速器で詳細にわたり実験し，標準理論の予想値からわずかでもずれていないか研究することは，地味だが重要な仕事になる．もし現在到達しているエネルギーの少し上に，標準理論と異なる世界が待っているのなら，精密な実験でその兆しが発見できるはずだ．この範疇に入る実験を，以下に紹介する．

ワインバーグ–サラム理論検証の精密化

ワインバーグ–サラム理論(WS 理論)に含まれる任意パラメーターは数少ない．すなわちワインバーグ角(θ_W または $\sin^2\theta_W$)，W の質量(M_W)と Z の質量(M_Z)だけである．多くの素粒子反応で WS 理論が検証されている今，低エネルギー実験で測定した $\sin^2\theta_W$ や M_W，M_Z(間接測定)と，直接測定された M_W や M_Z の値を比較することができる．WS 理論が正しければ，これらは実験誤差内で一致するはずだ．今のところ，図 5 に示すように，WS 理論が破綻する兆しはみえていない．

小林・益川模型とトップ・クォーク

中性 K 中間子でみつかっている CP 対称性の破れを，標準理論ではクォーク 3 世代間の混合に起因している，と考える(小林–益川模型)．電子・陽電子衝突型加速器などの活躍により 3 世代間の混合比，すなわち小林–益川行列(KM 行列)はかなりの精度で決定されてきた(表 1)．また，小林–益川模型に基づき，中性 K 中間子での CP 非保存の大きさを算出する研究も，進んできた．この算出方法に不定要素が残っているのだが，表に与えられた KM 行列の範囲で，CP 非保存が矛盾なく説明できる領域は徐々に狭まりつつある．最後の詰めをすると期

表 1 小林-益川行列の実測値. (K. KLEINKNECHT in L. L. CHAU (ed.): Flavor Mixing in Weak Interaction, Plenum Press (1984) による)

(a) クォークは 3 世代で閉じると仮定した場合 (1S. D. の限界)

クォークの組合せ	d クォーク	s クォーク	b クォーク
u クォーク	0.9723-0.9737	0.228-0.234	0.000-0.004
c クォーク	0.228-0.234	0.9711-0.9727	0.039-0.051
t クォーク	0.005-0.015	0.038-0.050	0.9987-0.9993

(b) クォークは 3 世代で閉じるとの仮定をはずした場合 (1S. D. の限界)

クォークの組合せ	d クォーク	s クォーク	b クォーク
u クォーク	0.9709-0.9737	0.228-0.234	0.000-0.006
c クォーク	0.21-0.27	0.78-0.98	0.039-0.051
t クォーク	0.00-0.12	0.00-0.58	0.000-0.999

待されているのは日本のトリスタン計画でのトップ・クォークの崩壊幅の研究であろう.

現在までの研究で決定されている KM 行列 (表 1) は, ボトム・クォーク以下の軽いクォーク (b, c, s, u, d) 間の遷移 (崩壊) で測定されてきた. 小林-益川模型が正しいとすれば KM 行列はユニタリー行列であり, 残されたトップ・クォーク (t クォーク) の崩壊に関する行列要素も, 間接的に決定できる. 表 1 (a) で示したのは, このようにして求められた値である.

トップ・クォークがどれくらいの質量をもっているのか, それ自身も大きな関心事である. RUBBIA たちは前の (b) で述べたように, W の崩壊の中にトップ・クォークを発見したと発表してきた. これに対しても, $W^+ \to t\bar{b}$ 崩壊以外の可能性も大きい, との批判が出されていた. RUBBIA たちは, 測定されたトップ・クォークの質量に相当する運動学的な量の分布が 40 GeV にピークをもつことを, $W^+ \to t\bar{b}$ 観測とする根拠の一つとしてきた. これに対しても, データ解析の途中に人為的なデータのカットが入るため偶然生じたのにすぎない, との強い批判が出ていた. 京都会議での RUBBIA は, この批判が正しいことを認めた. つまり, 日本の新聞が科学欄などで繰り返し報道してきた, "トップ・クォーク発見", "トリスタンでは到達不可能なエネルギー" などはすべて撤回されたと考えてよい. もちろん, 本当に 40 GeV 付近に存在しているのかもしれないが, RUBBIA のデータはそれを発見できる質をもっていない.

さて, トリスタン e^+e^- 衝突型加速器でトップ・クォークがつくり出せるとしたら, 何が期待できるか. 前述の小林-益川行列でトップ・クォークが関係した要素が直接測定できることになる. 実測値が表 1 (a) に示した推測値と一致すれば, クォークは一応 3 世代で閉じていることになり, 標準理論をより強固なものとする. しかし一致をみなかったら, 第 4 世代の存在など, 標準理論の先を知る可能性が生まれることになる (表 1 (b)).

レプトンやクォークに構造があるのか

素粒子物理の歴史を振り返ってみると, 互いに相補的な二つの流れが, 交互に発展を担ってきたことに気づく. 既知の基本物質とその運動を記述する基礎方程式では説明不能な現象が発見されたとしよう. "基礎方程式派" と呼ぶ人たちは, 既存の方程式を改良するか, 全面的に更新するか, で解決しようとする. 量子力学, 量子電磁力学, ワインバーグ-サラム理論, 量子色力学などはこの流れの成功例である. もう一方には, 新しい物質を導入したり, 物質に構造を仮定することにより説明しようと試みる "新物質導入派" がいる. 中間子論, ウィーク・ボソン仮説, クォーク模型などがこの一派を代表する.

100 GeV 領域でのゲージ理論の成功を, そのまま 10^{15} GeV にまで延長しようという大統一理論がかずかずの困難に直面していることは, 繰り返し述べてきた. それ以外にも, 前出の (ト) ヒグス粒子の問題と, (チ) 世代の問題, の二つの基本的問題に答えられない, という欠点があったことも思い返してほしい. 事実, 一番簡単な大統一理論である $SU(5)$ に基づくゲージ理論でさえ, 100 個近い基本粒子が必要となる. 化学元素が 100 個近くになった時点で, 原子模型が生まれたように, クォークやレプトンを少数の構成要素の複合体とみる考えも誕生している. では RUTHERFORD が原子の中に点状の核をみたように, クォークやレプトンの中に点状の粒子がみえ始めているだろうか.

電子・陽電子衝突型実験やレプトン・核子散乱実験を中心に, クォークやレプトンの構造を探索する努力は, 長年にわたり続けられてきた. しかし, 現時点ではこれら粒子の構造を示唆する現象やデータは, 発見されていない. また理論的にも, WS 理論や QCD の成功を遺産相続できるような, 複合体模型がみつからないため, 手づまり状態になっている. 何か新しい, 革命的な複合体模型が待たれている.

理論屋が夢を託す超ひも理論

大統一理論の困難を打開する最後の夢が, 超対称性理論 (SUSY) にかけられていること, そしてこの対称性が

厳密には成り立っていないことをすでに述べた．なぜ自然界では超対称性が破れているのかを説明することは，できていない．次善の策として，対称性の破れ方に関する仮説を立て，矛盾のない理論体系がつくれるか検討せねばならない．ゲージ理論の場合と同様，超対称性も局所的対称性であると考えるのだが，そうするとヒグス粒子の兄貴分を仮定し，WS 理論同様の方法で対称性を破る理論ができる．本来質量ゼロであった W や Z が 100 GeV くらいの質量をもったように，破れた局所的超対称性理論(単に超対称性理論，SUSY と呼ぶ)ではグラヴィティーノ(重力子の SUSY パートナー)が 100 GeV くらいの質量をもつことになる．

局所的な超対称性をヒグス粒子の兄貴分を仮定して破る理論では，重力相互作用を自然に取り込むことができる．EINSTEIN の重力理論(一般相対性理論)を量子化する努力は長年にわたり試みられてきたが，成功をみていない．ここで述べる重力理論は，摂動論的量子重力理論といえるもので，一般には超重力理論(super gravity)と呼ばれている．すなわち超対称性理論は，素粒子間の3相互作用を統一するだけでなく，超重力理論ともなりうることがわかったのだ．瓢箪から駒といえば，理論屋に叱られるだろうが，ともかく，急に視野が広がったといえる．

素粒子物理の新造語に“アノマリー”(異常)という言葉がある．実験事実によって正しさを裏づけされ進んできた素粒子理論が，巨大加速器の数兆倍のエネルギーにまで推理を進めるにあたり，“アノマリーが出ないこと”が重要な指導原理となりつつある．この“アノマリー”とは，有限であるべき振幅を計算すると，発散が生じて計算不能になることなど理論的矛盾を意味する．

超重力理論は，さまざまなアノマリーが顔を出すため，満足な理論体系がつくれない状態にあった．ところが数年前に，英国の GREEN とアメリカの SCHWARTZ は，時空を 10 次元に拡張し(超空間と呼ぶ)，その中の“ひも(超ひも)”の運動を考え，場の理論を抽出すると，アノマリーのない理論体系がつくれることを示した．このひもは，長さが 10^{-33} cm くらいしかなく，10^{19} GeV(プランク質量と呼ばれるエネルギー)くらいのエネルギーで観測しないかぎり，点としてしかみえない．ひもの両端が開いている場合と閉じている場合，さらには超空間として 10 次元，あるいは 26 次元，あるいは 10 次元と 26 次元の混血を取る可能性など，数種のバリエーションがさかんに研究されている．現時点ではまだ，海のものとも，山のものともつかぬ代物であるが，成功すれば

- SUSY の線で弱・電磁・強の 3 相互作用を大統一し(前出(へ)の解決)，
- 超重力理論として古典的な一般相対論を量子論に発展させ，
- 大統一理論が残していた世代の問題をも一挙に解決する(前出(チ)の解決)，

大理論となる可能性を秘めている(……といわれている)．

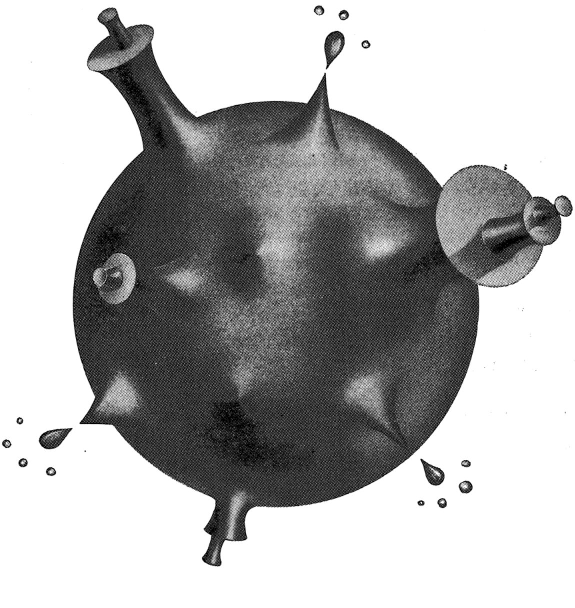
どうして上のようなことが可能なのか，具体的な道筋が示されているわけではない．にもかかわらず日本でもアメリカでも，ヨーロッパでも，多数の若者がこの超ひも理論に取り組んでいる．この理論のもつ壮大な可能性に夢を託しているともいえるし，そこまで素粒子理論が追いつめられているともいえよう．実験を生業とする筆者たちには，神ではあるまいに，すべてを一挙に解決できると考えるなど，おこがましいと思えるのだが．

素粒子物理学は，すべてがゲージ理論で解決すると思われたオプティミズムの時代から一転して，暗中模索の時代へ入りつつある．1970 年代に確立したワインバーグ-サラムによる電磁・弱相互作用の統一理論と，強い相互作用を記述する量子色力学の二つを“大統一”する初期の夢は，実験結果や理論的自己矛盾により少し遠のいた．その夢は超対称性理論によって，引き継がれているが，その中には一挙に重力までを統一しようという，非常に野心的なものが登場している．

実験面で新しい突破口を見出す夢は，近々稼動を開始するフェルミ研究所の $\bar{p}p$ 衝突型加速器，日本のトリスタン，スタンフォードの SLC，CERN の LEP の三つの e^+e^- 衝突型加速器，さらにはスケール・アップしつつある陽子崩壊実験などにかけられている．巨大科学はさらに巨大化し，ついに 1 周 100 km の加速器がアメリカで提案されるに至った．新しい突破口が非伝統的方法(非加速器実験や非常に抽象的な理論など)によって開かれ，宇宙物理・宇宙線物理・数学を含めた広い学問分野の再編に進む可能性も秘められている．

今後の発展が大いに楽しみである．

第Ⅲ部　宇宙の創成と進化



III-1 “最近の宇宙論”(林忠四郎・佐藤文隆)は決して“最近の”ではなく宇宙黒体輻射発見直後の，20年以上も前のものであるが，当時の問題意識を知る上に参考になろう．

III-2 “磁気単極子と宇宙の相転移”(佐藤勝彦)はこの分野で先駆的な仕事をした著者のもの，III-3 “宇宙の誕生とインフレーション”(佐藤勝彦)は地平線問題と平坦性問題を解決するインフレーションの考え方と種々のメカニズムについてふれている．宇宙そのものを量子的対象として扱う理論は“時間”の問題を新たに提出している．III-4 “高次元宇宙——膨張宇宙と内部空間の生成”(前田恵一)は統一理論が予言する高次元空間からなぜ安定的に現在のように分離したのかについて著者の考えを述べている．III-5 “宇宙論の現状”(二間瀬敏史)は超弦理論や宇宙論をめぐる学界の動向のスケッチである．

III-6 “銀河形成と素粒子物理——ニュートリノの質量とバリオン数生成のゆらぎ”(佐藤文隆)とIII-7 “宇宙の暗黒物質”(佐藤文隆)は宇宙のビッグバン時からの“生き残り粒子”のひきおこす宇宙現象と検出法を述べている．

III-6, III-8〜III-11は銀河と大規模構造に関するものである．ニュートリノ質量の実験的徴候と銀河分布に見られるボイド(空隙)などの大規模構造の天文学上の発見に刺激されて展開された著者の考えが述べられている．III-10 “銀河形成論の課題——微視的アプローチ”(岡村定矩)とIII-11 “宇宙の大構造をめぐって”(池内 了)にはそれぞれ銀河と大規模構造についての観測の動向とその問題点が整理されている．宇宙の観測，とりわけ銀河より大構造の観測には距離推定の難しさがつきまとうため，確定的なデータがなかなか得られない．このため問題の焦点が時とともに変わる場合もあることに注意せねばならない．

III-12〜III-15のテーマは最近の宇宙論で中心的に論じられているものではないが，宇宙論独得の問題でいつも興味をそそるものである．III-12 “進化の熱力学——宇宙と星を例にして”(杉本大一郎)とIII-13 “遅延解と時間の矢——因果律の統計的解釈”(松田卓也・二間瀬敏史)は古くからある質問への著者の論考である．III-14 “人間は宇宙の中心か——人間原理をめぐって”(松田卓也)は人間の存在が物理法則のあり方に最も敏感であることを軸にした“人間原理”の解説である．このテーマについてはその後J. D. Barrow & F. J. Tipler “The Anthropic Cosmological Principle”(Clarendon, Oxford, 1986)という大部な本が出ている．III-15 “宇宙に文明をさがす——文明探査の基礎と現状”(平林 久・寿岳 潤)は，惑星科学や生命起源の延長上にあるテーマともいえるが，宇宙論本来のテーマでもあろうと考えて載せた．これに想いをはせることはわれわれの持つ物理学のパラダイムの普遍性を反省する機会ともなるからである．

1 最近の宇宙論

林 忠四郎*・佐藤文隆*

ここ20年の間，相対論的な膨張宇宙論と定常宇宙論の二つが対立してきた(1)(2)．しかし，最近の2〜3年の間に，これらの理論の正否をきめるのに重要な観測がいくつかなされた．それらは，スペクトル線の波長が2倍も赤方に変移しているような遠方の銀河，宇宙を一様に満たしている黒体輻射，あるいは古い星の表面に存在するHe量などである．これらの一見無関係な観測結果は，相対論的宇宙論では互いに関連していて，全体としてこの宇宙論の真実性を高めてきたように思われる．

相対論的宇宙論

EINSTEINが一般相対性理論を一様で等方な宇宙モデルに適用したのは，この理論を完成してまもない1917年であった．彼はその時，静的なモデルをつくるために，奇妙な'万有斥力'に対応する'宇宙項'を重力場の方程式にわざわざ導入した．当時また，DE SITTERは物質のない等方なモデルを考えた．これらの研究を通じて，宇宙の空間は彎曲しているという考えが導入された．

1922年頃，FRIEDMANNは，静的なモデルは不安定であり，重力場の方程式から導かれるモデルは常に時間的に変化することを見出した．その後，1929年にHUBBLEは，銀河がその距離に比例する速度で私たちから後退していることを発見した．これによりFRIEDMANNの解は急に具体性を帯び，その後LEMAÎTREらがこの理論を発展させて，現在のような相対性理論に基づく膨張宇宙論がつくられた(3)(4)．

この宇宙論の特徴は，空間が彎曲していることと，それが膨張していることにある．この膨張は，過去のある時刻において宇宙の大きさが無限小，したがって物質密度が無限大であったような状態から爆発的に始まり，その後は次第に減速して現在にいたる．この密度の変化に応じて，宇宙はその姿を刻々と変えるはずである．上の意味で，この宇宙論は'big bang'理論とも，また進化的宇宙論ともいう．

膨張が開始して以来の時間，すなわち宇宙年令のだいたいの値は，銀河の距離とその後退速度の比であるHUBBLE定数H_0の逆数で与えられる．1952年頃までは，H_0の観測値から得られた年令は1.8×10^9年の程度であり，これがウラニウムの崩壊などから算定される地球の年令5×10^9年よりも短いことは，この宇宙論の最大の欠点と考えられていた(3)．

この時期に，膨張宇宙論にかわるものとして，いくつかの異なった宇宙論が提出されたが，その代表的なものが定常的宇宙論である(BONDI, GOLD, HOYLE, 1948)(5)(6)．この宇宙論では，銀河の後退によって宇宙の物質密度が減少する分だけ物質が創生され，宇宙の姿は一定に保たれると考えるので，宇宙の年令についての困難は消え，また膨張宇宙の初期の密度が無限大であるという'特異性'の問題も避けられる．

しかし，1952年頃から銀河の距離，したがってHUBBLE定数の算定に誤まりがあったことが明らかにされ(BAADE, 1952；SANDAGE(7), 1958)，膨張宇宙論における宇宙の年令もそれまでの7〜8倍も大きくなって困難はなくなった．また，特異性の存在は理論の不完全さを表わすようだが，無限大はともかくとして，現在の10^{30}倍の密度をもった初期の状態が実際にあったことも確からしくなっている．さらに重要なことは，相対論的宇宙論が定常的宇宙論や他の宇宙論と異なって現在の物理学に基礎をもっていることである．

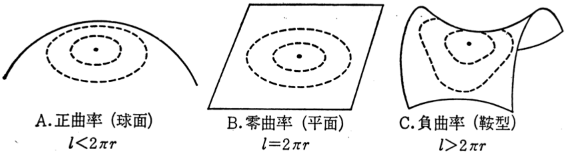
相対論的宇宙のモデル

現在，10^9個の程度の銀河が観測されるが，これらの銀河または銀河集団の宇宙内の分布は比較的に一様である．このような大局的な意味で，宇宙は一様かつ等方であると考えられる．一般相対論によれば，このような空間は一様な曲率をもつ'曲った空間'であり，この曲率の大きさは時間的に変化している．ただし，曲率の符号は変化しないので，その正，零，負の値に従って宇宙のモデルを大別することができる．

曲率が零の空間はユークリッド幾何学を成立する平らな空間であるが，曲った空間ではリーマン幾何学が必要になる．例えば，ある点を中心とした球の体積は，半径を増すとき，正曲率の空間では半径の3乗よりもゆっくり増大するが，負曲率の空間ではこの逆である．その様子は2次元の例(第1図に示した曲面)から類推される．正曲率の空間では，曲率半径をRとすると空間の全体積は$2\pi^2R^3$と有限で，'閉じている'といわれ，零および負曲率の空間の全体積は無限大で'開いている'といわれる．

曲率半径Rの時間的変化は，EINSTEINの重力場の方

* 京都大学理学部



第1図　2次元の曲った空間．点線は，定点から一定距離 r にある点の軌跡を示す．その一周の長さ l は，$2\pi r$ より小(A)，$2\pi r$ に等しい(B)，$2\pi r$ より大(C)である．

程式で記述される．この方程式のなかの圧力の項は，宇宙のごく初期を除けば無視できる．このとき，方程式の解は二つの初期値，例えばある時刻における $\dot{R}$ と $\ddot{R}$ の値（・は時間微分）を指定すると，完全に定まる．この値としては，現在（添字 0 で表わす）の曲率半径 R_0，膨張速度 $\dot{R}_0$，加速度 $\ddot{R}_0$ と，関係

$$\ddot{R}_0=-q_0R_0H_0^2,\qquad \dot{R}_0=H_0R_0$$

で結ばれた，HUBBLE 定数 H_0 と減速係数 q_0 を選ぶと便利である[7]．

重力場の方程式によれば，次の二つの関係が成立つ．

$$2q_0-1=kc^2/H_0^2R_0^2$$

$$q_0=4\pi G\rho_0/3H_0^2$$

ここに，c は光速度，k は曲率の正，零，負に従って 1，0，-1 の値を取り，G は重力定数，ρ_0 は現在の質量密度（質量と等価なエネルギーを含む）である．上の第2式は，ρ_0 は正であるから q_0 も正であり，宇宙の膨張は常に減速していることを示す．また第1式は，この減速度が空間の開閉の別と密接に関連していることを示す．

宇宙のモデルは H_0 と q_0 の値，または H_0 と ρ_0 の値を与えると定まるが，その曲率半径の時間的変化の様子は，第2図に示すように曲率の符号に対応していて，三つの型（第1表参照）に大別できる．開いた宇宙はどこまでも膨張を続けるが，閉じた宇宙は減速が大きく，ある時点で収縮に転ずる．三つの型のモデルの代表的な例として，H_0 を観測値 75 km/sec Mpc（次節参照）にとり，q_0 の値を適当に選んだ場合の諸量を第2表に示す．ここに，

第1表　膨張宇宙のモデル

モデル	A	B	C
曲率の符号	正	0	負
減速係数 q_0	>0.5	0.5	0.5～0
空間	閉	開	
時間的変化	振動	膨張だけ	

第2表　膨張宇宙のモデルの例．$H_0=75$ km/sec Mpc ととってある

モデル	A	B	C
q_0	1.0	0.5	0.01
ρ_0 (10^{-30} g/cm^3)	20	10	0.2
年齢 (10^{10} 年)	0.74	0.87	1.25
R_0 (10^{10} 光年)	1.3	—	1.3
'horizen' の距離*	2.0	2.6	6.9
3C9 の距離*	0.95	1.1	1.4

* 単位は 10^{10} 光年

年令とは R が零の時刻から現在にいたる時間，'horizon' とは現在の私たちが原理的に観測可能な最大距離であり，3C9 は現在知られている最も遠方の銀河である．

現在，銀河を形成する物質を全空間に均したときの密度は約 3×10^{-31} g/cm^3 と推定される（OORT，1958）[8]．このほかに，銀河外の空間にも物質はあろうから，上の値は ρ_0 の最低値と考えられる．例として，第2表の $q_0=1$ の閉じた宇宙を考えると，宇宙内に含まれる全質量は太陽の 4×10^{23} 倍，陽子の数では 5×10^{80} 個にあたる．

HUBBLE 定数 H_0 の測定

現実の宇宙に合うモデルをきめるには，H_0 と q_0 の観測値を知る必要がある．銀河の不規則運動の速度は数百 km/sec の程度なので，10^3 km/sec 以上の後退速度を持つ銀河について，距離と後退速度を測れば H_0 の値がわかる．このような銀河はそれほど遠いものではない．後退速度は，銀河が放出した光のスペクトル線の波長のずれ（赤方変移）の観測から求められる．最近では，光の連続スペクトルの形のずれや，また水素原子が放出する波長 21 cm の電波の波長のずれも同一の後退速度を与えることが確かめられている．距離の測定は，Cepheid 型変光星，新星，球状星団，H II 領域，最も明るい星などの絶対光度を規準にして行なわれる．現在のところ，HUBBLE 定数の値は，観測者によって異なり，75～113 km/sec Mpc（1 Mpc＝3.2×10^6 光年）の範囲にある．ここでは一応，SANDAGE の 1958 年の値[9][10]，$H_0=75\pm25$ km/sec Mpc を用いることにする．

減速係数 q_0 の測定

上の H_0 の測定は，距離が 3×10^8 光年以内の銀河の観測で十分であるが，q_0 の値は空間の曲がりに関係するから，この値を知るためには曲率半径と同じ程度の距離，すなわち 10^{10} 光年またはこれ以上の遠方にある銀河を観測する必要がある．q_0 の値の判定に役立つ観測としては，次の三つの関係が考えられている[9]．(1) 銀河の赤方変移と見かけの等級（明るさ）との関係，(2) みかけの等級とこの等級より明るい銀河の総数との関係，(3) 銀河のみかけの直径と赤方変移との関係．このうち，(3)の観

測は現在のところ難かしく，(2)の関係は最近ラジオ銀河(RYLE, 1961)[11]と準星的銀河(Quasi-stellar galaxy)[12]について観測されているが，q_0の値についての結論は出ていない．現在では(1)の観測が最も進んでいるので，これを次節に述べる．

赤方変移と等級の関係

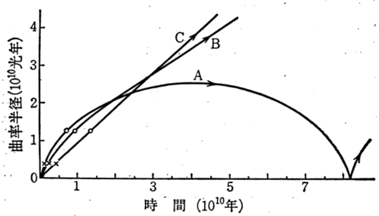
銀河のスペクトル線の固有の波長をλ_0，私たちが観測する波長をλとすると，赤方変移の大きさはふつう，$z=(\lambda-\lambda_0)/\lambda_0$で表わされる．相対性理論によれば，$\lambda$と$\lambda_0$の比は，銀河が光を放出した時刻の曲率半径と観測時(現在)の曲率半径の比に等しい[7]．

1960年頃から，ラジオ銀河の赤方変移の測定が始まり，zとして0.5という大きい値も見出された．さらに1963年頃には，準星的ラジオ銀河[13] (Quasi-stellar radio source, Star-like object)が発見され，現在まで約20個の赤方変移が観測されている．その絶対光度はふつうの銀河の100倍も明るいために，ずっと遠方の宇宙を見ることが可能になった[14][15]．例えば，3C9という準星的ラジオ銀河の輝線スペクトルは，第3表に示したように波長が3倍も長くなって，もともと紫外部にあった線が可視部にまでずれている．第2表に示したように，この銀河の距離は10^{10}光年の程度である．

H_0を一定にしてq_0をいろいろに変えた場合，絶対光度の等しい銀河の見かけの等級mと赤方変移zとの間には，第3図のような理論的関係が成立つ[7]．この関係は，zが小さいときはモデルによらないが，zが大きい場合はq_0の違いによってはっきり分れてくる．したがって，

第3表 3C9の赤方変移[14]

スペクトル	固有の波長	観測の波長	z
Hのライマンα線	1217Å	3666Å	2.01
Cの3価イオンのライン	1550Å	4668Å	2.01



第2図 曲率半径の時間的変化．曲線A，B，Cは第2表の各モデルに対応し，○印は現時刻を，×印は現在見ている3C9が光を発した時刻を表わす．Bのモデルでは，現在のRの値をモデルAの曲率半径に等しくとってある．

この図上にzとmの観測された銀河をプロットしてq_0の値をきめることは原理的に可能である．現在のところ，観測結果は図のようにばらついていて，結論を出すにはまだ十分でないが，少なくとも定常宇宙論のモデル(図の$q_0=-1$の線)には合いそうにない[12]．

上の方法でq_0の値をはっきりさせるには，zがさらに大きい，より遠方の銀河の観測が必要となる．これは銀河の遠い過去の状態を見ることであるから，銀河の進化，とくにその絶対光度の時間的変化の効果も無視できないであろう．結局，上の方法による宇宙モデルの決定には，銀河の進化を明らかにすることも必要なのである．

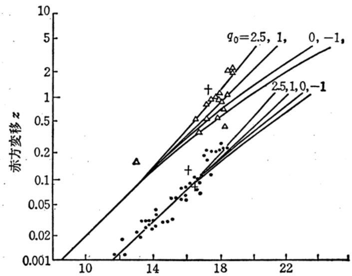
宇宙の年齢

宇宙が膨張を始めて現在までの時間は，$q_0=0$のモデルがいちばん長くて$1/H_0$に等しく，第2表のようにq_0が大きなモデルほど短かい．太陽系やわが銀河の最も古い星団の年令を第4表に示すが，宇宙の年令がこれらの年令よりも長くなければならないことから，q_0の上限または現在の質量密度ρ_0の上限をきめられる．このρ_0は，銀河を構成している物質のほかに，銀河外空間の物質，光を放たなくなった星，ニュートリーノ，重力波など，現在ではまだ直接の観測が不可能なエネルギーをすべて

第4表 諸種の天体の年齢(単位は10^{10}年)

太陽系	0.45	放射性元素の半減期をもとにした年齢
地球上のウラニウム	0.66～1.15[a]	
NGC 188 星団 (種族I)	1.0±0.2[b]	星の進化の理論をもとにした年齢
M3 星団 (種族II)	1.2±0.3[c]	

(a) 重元素の起源の理論による．BURBIDGE, BURBIDGE, FOWLER & HOYLE : Rev. Mod. Phys., 29, 547(1957) (b) DEMARQUE & LARSON : Astrophys. J., 140, 544 (1964) (c) DEMARQUE : Astron. J., 70, 585(1965)



第3図 赤方変移と等級の関係．△は準星的ラジオ銀河，●はラジオ銀河，+は準星的銀河の観測値理論曲線を引く際に，ラジオ銀河と準星的ラジオ銀河では異なった絶対光度を仮定してある．

含めた密度である[16]．例えば，宇宙の年令を10^{10}年以上とすれば，HUBBLE 定数の不確定性を考慮しても q_0 は2以下，ρ_0 は 2.10^{-29}g/cm^3 以下でなければならない．

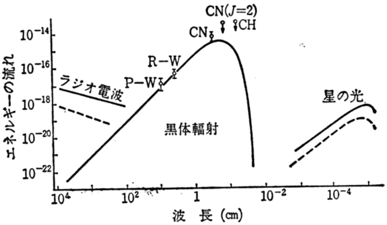
定常宇宙論では年令に制限はなく，また相対論的宇宙論でも宇宙項を導入すれば年令は十分長くとれる．しかし，現在のところでは年令の問題に決定的な困難はなく，そうした必要はないと思われる．

現在の輻射の温度

1965年 Bell Telephon 研究所の PENZIAS と WILSON は，つの型のアンテナをもった電波受信機で天体のすべての方向から一様に入射する波長7.3 cm のマイクロ波を発見した[17]．彼らは，もともと通信衛星 Telstar プロジェクトの一環として，低ノイズの受信装置を開発していたが，その過程で地球大気からの輻射や装置内で熱的に発生するノイズなどすべて差し引いても一定の強さのノイズが残ることを見出した．このノイズから算定される電波の強さは銀河電波*の強さよりもはるかに大きく，新しいタイプの宇宙電波が存在することを示している．DICKE らは，この輻射は宇宙を一様に満たしている黒体輻射であると解釈した[18]．このとき，上の輻射の温度は 3.5±1.0°K となる．最近，他の波長3.2cm でも観測が行なわれ，3.0±0.5°K の値が得られている[19]．第3図に，3°K の黒体輻射のスペクトルと観測値を示す．

黒体輻射がピークをもつ mm の波長域の強度については，その直接的な観測は地球大気の吸収などのために困難であるが，星間ガス雲内の分子による星の光の吸収線を測定する間接的な方法が最近試みられている (HERBIG, HITCHCOCK, FIELD, 1965)[20][21]．これは，2本の接近した吸収線の強さの比から基底状態と励起状態にある分子の存在比を求め，励起が黒体輻射によるものと仮定してその温度を算定する方法である．これまでのところ，CN 分子の回転の第1励起状態を用いて，波長2.6mm での輻射温度3.0±0.6°K が得られている．同様の測定を CH 分子の第1励起状態，CN 分子の第2励起状態について行なえば，波長0.6mm と0.3mm の輻射の強度がわかるが，現在のところ上限の値だけが得られている．

これまでにも，宇宙にはラジオ電波や星の光の連続スペクトルの延長としての，第4図に示したような background の輻射があると考えられていたが，上述の黒体輻射のピークはその間に高くつきでている．この輻射は宇宙を一様に満たし，その光子の数の密度は 10^4 個/cm^3 という大きなものであるから，宇宙空間を走る高エネルギー粒子はこの光子と作用して，第5表のような反応をおこすものと考えられる．したがって将来は，X線やγ



第4図　background の輻射の強度．縦軸の単位は erg/cm^2 sec ster cps．ラジオ電波と星の光は，実線が銀河内，点線が銀河外での値を表わす．

第5表　黒体輻射の光子と高エネルギー粒子の反応とそのエネルギー領域

高エネルギー粒子	光子との反応	エネルギー
γ 線	電子対発生[a]	10^{14}eV 以上
電子	逆コンプトン効果による X線，γ線の発生[b]	10^{13}eV 以上
核子	π^0 および π^- の発生[c]	10^{20}eV 以上
原子核	光核分解[c]	10^{18}eV 以上

(a) GOULD & SCHREDER : Phys. Rev. letter, 16, 252 (1966)
(b) HOYLE : ibid., 15, 131 (1965)　(c) GREISEN : ibid., 16, 748 (1966)

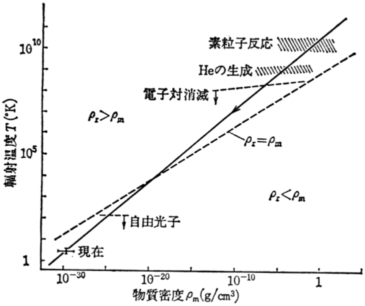
線の観測，あるいは空気シャワーによる銀河外起源の宇宙線の観測などを通じても，宇宙を満たす黒体輻射の存在が確かめられるであろう．

宇宙初期の状態

上の黒体輻射の起源としては，過去における輻射と物質との相互作用が考えられる．現在のような稀薄な宇宙 (物質密度は 10^{-30}g/cm^3 の程度) では，光子と物質の作用はほとんど無視できるが，物質密度 ρ_m が 10^{-25}g/cm^3 以上であった過去においては，互いに作用して熱平衡にあったのである．宇宙の膨張過程で，輻射の温度は物質との相互作用の有無にかかわらず $T\propto R^{-1}$ のように変化するが，輻射のエネルギー分布はプランクの分布則の形を保つのである．他方，物質密度は $\rho_m\propto R^{-3}$ のように減少するから，黒体輻射の温度は $T\propto\rho_m{}^{1/3}$ のように変化する．輻射エネルギーの質量定数 ρ_r ($=aT^4/c^2$, a は輻射の定数) は $\rho_m{}^{4/3}$ に比例するから，現在の ρ_r ($\simeq10^{-33}$ g/cm^3) は ρ_m よりはるかに小さいが，十分過去にさかのぼると ρ_r は ρ_m よりも大きくなる．第5図は，現在の観測値から推定される過去の温度と密度の変化，ならびに諸種の反応がおこる領域を示したものである．

一般相対論の膨張をきめる式によれば，宇宙初期の温度は $T\simeq10^{10}\times t^{-1/2}$°K のように変化する．ここに，$t$ は膨張開始後の時間で，単位は秒である．この関係は宇宙の

* 星間空間の宇宙線電子によるシンクロトロン輻射．



第5図　物質密度と輻射温度の変化

モデル，すなわち H_0 と q_0 の値にはほとんど依存しない．このように宇宙初期が非常に高温であったという 'hot universe' のモデルは，かつて元素の起源との関連で考えられ(GAMOW, ALPHER, BETHE, 1948)(22)，GAMOW はさらに銀河形成の問題との関連から，現在の黒体輻射の温度が7°K の程度であることを予言していた(23)．DICKE らは，PENZIAS らの発見したマイクロ波を，このような黒体輻射であると解釈したのである．第5図に示すように，この輻射の温度は宇宙初期が非常に高温であったことを示すが，この高温状態の存在は別の方法で確かめられる．宇宙初期における元素生成の問題がその方法の一つである．GAMOW らは宇宙の原始物質を中性子だけと考え，その崩壊で生じた陽子が残っている中性子を捕獲して重水素となり，これに続く一連の核融合反応で重い元素ができると考えた(α-β-γ 理論)(22)(24)．

中性子と陽子の共存

原始物質が十分高温なら，種々の素粒子が発生，消滅する反応がおこっているから，中性子だけが存在するという仮定は変更せねばならない．相対論的宇宙論に従って，膨張を始めて1秒後の宇宙を考えると，その温度は 10^{10}°K，物質定数は 10^{-1} g/cm³ 程度である．これより以前には，さらに高温で重核子や中間子が存在した時期もあったが，1秒後にはこれらの不安定粒子はすべて崩壊している．しかし，陰，陽電子 $e^{\mp}$ やニュートリーノ ν_e とその反粒子 $\bar{\nu}_e$ が対創生でつくられていて輻射と平衡にあり，中性子と陽子はベーター崩壊とその逆過程によって互いに転換しながら共存する(HAYASHI, 1950)(25)．これらの陽子 p と中性子 n の存在比をきめる反応は，

$$n + e^+ \rightleftharpoons p + \bar{\nu}_e$$
$$n + \nu_e \rightleftharpoons p + e^-$$
$$n \rightleftharpoons p + e^- + \bar{\nu}_e$$

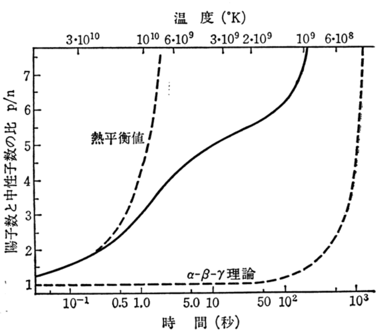
である．宇宙のごく初期では，上の反応時間は宇宙の膨張時間よりも短かいので，陽子と中性子の存在比は各時刻において熱平衡値をとる．しかし，1秒後にはこれらの時間は同程度になり，平衡はくずれていく．

一般相対論によると，各時刻の膨張の速さはエネルギー密度の平方根に比例する．温度が 10^9～10^{10}°K の範囲では，このエネルギーに寄与するのは，輻射，ニュートリーノ，電子対および物質(核子)である．このうち物質の静止エネルギーは，他の成分より 10^{-6} も小さいが，他の成分はだいたい同程度の大きさである．ただし，電子対は温度が 6×10^9°K 以下になると急激に消滅する．また，ニュートリーノは，温度が 1×10^{10}°K までは熱平衡にあるが，それ以後では生成，消滅することなしに冷却していく．こうしたニュートリーノの現在における密度とエネルギーを観測することは，hot universe の仮定を検証する一つの方法ではあるが，現在のところ非常に困難である．

エネルギー密度から膨張速度，したがって温度と密度の時間的変化がわかるので，上述の反応による陽子と中性子の存在比の変化を計算できる(25)(26)．結果を第6図に示す．ごく初期の存在比は熱平衡値に一致しているが，温度の降下とともに平衡値からのずれが始まる．3×10^9°K 以下では中性子の自然崩壊(半減期 11.7 分)だけがおこるようになり，中性子の数は急激に減少する．

He⁴ の 生 成

膨張初期の約10分の期間は，中性子と陽子が共存していて，陽子は中性子を捕獲して重水素 d をつくる．この重水素は γ 線によって分解するが，その反応時間は 10^{-2}～10^{-3} 秒であって膨張時間よりはるかに短かく，重水素と陽子，中性子とは熱平衡にある．この重水素から，



第6図　宇宙初期の陽子と中性子の存在比

次の一連の反応によって He^4 がつくられる．

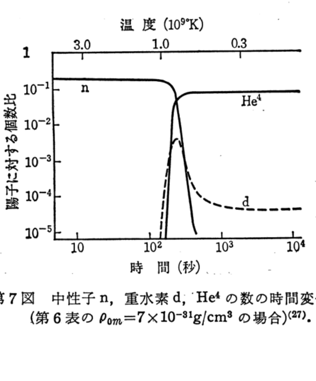
$$d+d \longrightarrow He^3+n, \ t+n,$$
$$He^3+n \longrightarrow t+p,$$
$$d+t \longrightarrow He^4+n,$$
$$d+He^3 \longrightarrow He^4+p.$$

1948年頃，FERMI と TURKEVICH は，α-β-γ 理論に従って，原始物質が中性子だけの場合について上の反応の計算を行ない，陽子とほぼ等量の He^4 がつくられることを示した[26]．しかし，その後 HAYASHI が示したように，原始物質には陽子と中性子が共存し，その存在比が第7図のように変化することが明らかにされた．この理論に従って，PEEBLES が d と He^4 の生成量を計算した最近の結果を第7図と第6表に示す[27]．ここに，He の重量比とは物質の全重量に対する He の割合である．第6表には現在の物質密度の値の不確定性を考慮した三つの場合があげられている．現在の密度が大きい場合には，宇宙初期でも物質密度が大きいから，He をつくる核反応がおこりやすいが，逆の場合は大部分の中性子が反応をおこすことなしに陽子に崩壊するのである．いずれの場合も，He より重い元素の生成は無視できる．

上の He 生成の反応は温度が 5×10^8°K に下るまでに終了するので，銀河の形成以前の物質にはすでに He が含まれていたということになる．このことは，銀河の初期に生まれた星の He 量の観測で確かめられるはずである．

第6表　元素の生成量[27]．現在の輻射温度は 3°K としてある．t/p と He^3/p は 10^{-7} より小さい．

現在の密度 ρ_{0m}(g/cm³)	He^4(重量比)	d/p (個数比)
2×10^{-29}	0.31	3×10^{-3}
7×10^{-31}	0.27	3×10^{-5}
2×10^{-31}	0.17	$\ll 10^{-5}$



第7図　中性子 n，重水素 d，He^4 の数の時間変化（第6表の $\rho_{0m}=7\times10^{-31}$g/cm³ の場合）[27]．

第7表　He 量の観測データ

天　　体	He/H(個数比)	観　測　者
太　陽	0.09	GAUSTAD (1964)[a]
オリオン星雲	0.09	MENDEZ (1963)[b]
ガス状星雲	0.11	MATHIS (1962)[c]
惑星状星雲	0.09～0.19	O'DELL (1963)[d]
B　型　星	0.16	ALLER (1961)[e]
小マゼラン銀河の星	0.11	ALLER et al. (1962)[f]

(a) Astrophys. J., 133, 406 (b) Cal. Tech. theses (c) Astrophys. J., 136, 374 (d) ibid., 138, 638 (e) The abundance of the Elements, Interscience, 1961 (f) Pub. A. S. P. 74, 219

星のヘリウム量

星の表面の化学組成は，だいたいその星が生まれたときの星間ガスの組成と同じである．ところで，星の内部でつくられた元素が星の爆発によって星間空間にまきちらされるから，星間ガスの組成には次第に重い元素が多くなる．このように，2代目以後の星（種族Ⅰの星という）の表面には前世代の星の内部でつくられた元素も含まれるが，銀河の初期に生まれた星（種族Ⅱの星という）の表面は宇宙初期のガスの組成を表わすと考えてよい．

星の表面の組成は分光観測によって調べられるが，He のスペクトル線はかなり高温の星でないと観測されない．種族Ⅰの星についての観測データを第7表に示す．種族Ⅱの星の重元素の存在量は種族Ⅰの星の 1/10 以下である．その He 量の直接的な観測はまだ少ないが，球状星団の星2個は種族Ⅰと同程度の He 量をもつことが報告されている[28]．また，琴座 RR 型変光星についても，その脈動に対する不安定性の理論的な研究から，やはり同程度の He 量が必要とされている (CHRISTY, 1965)[29]．

種族Ⅰの星の組成を重量比で表わせば，水素，ヘリウムおよび炭素以上の重元素はそれぞれ $X=0.72\pm0.02$, $Y=0.26\pm0.02$ および $Z\simeq0.02$ の程度である．上に述べたように，種族Ⅱの星では，Z は 0.002 以下であるが，Y は種族Ⅰの値に近いと考えられる．この両種族の組成の差は，種々の元素が星の内部でどれだけつくられ，どれだけ星間空間に放出されたかによってきまる．

現在の星の進化の理論によると，十分に進化した星の内部の化学組成は殻構造をなし，重い元素ほど内側にある．星の内部における各元素の存在量の割合は星の質量の大小によって異なるが，最終的な爆発に際して放出される外層部の質量を考えあわせると，放出される He と重い元素の質量はだいたい同程度であるとしてよい (HAYASHI, 1963)[30]．これに従って両種族での差を $\Delta Y \simeq \Delta Z \simeq 0.02$ とすると，種族Ⅱの星の組成は $X=0.74\pm0.02$, $Y=0.26\pm0.02$, $Z\simeq0.00$ となる．この組成は第6表に示した値と同程度であり，hot universe のモデルに基づいた宇宙初期の He 生成量が星の進化の理論と矛

盾しないことがわかる．また，第6表に示した重水素の生成量が地上の観測値 d/p=6×10^{-4} に近いことも，重水素の起源を考えるうえで都合がよい．

このようにして，宇宙初期の高温状態の存在は元素の起源と矛盾しない．しかし，最近では He 欠亡の種族II の星があるという報告もあるので[31]，最終的な結論は将来にまたねばならない．

定常宇宙論の転回

これに反して，定常宇宙論では高温，高密度の状態はないから，黒体輻射と He 量を説明することはできない．このような状況になって，定常宇宙論の主唱者の一人である HOYLE は最近，その理論を大きく変更せざるをえなくなった[32]．彼は，もともと物質創生のために導入した 'C-field' (重力場と結合する負エネルギーのスカラー場)が物質の収縮に際しては斥力の作用をすることから，空間的には一様でなく，時間的には振動しながら膨張するような宇宙のモデルも，もとの理論の枠内で可能であることを示した．

このように，時間的空間的な一様性の仮説から出発した定常宇宙論は，もとの姿をほとんどとどめないような修正が必要になったのである．

今後の問題

宇宙が正曲率の空間かどうか，時間的には一方的に膨張を続けるのかどうかというモデルの決定についてはまだ結論が出されてないが，相対論的宇宙論が正しいとすれば，この問題は主として遠方の銀河の観測によって解決されるべきものである．これには，'q_0 の測定' の項で述べた三つの方法があるが，いずれの場合にも銀河の進化の問題が関連してくる．

GAMOW はかつて，膨張宇宙における元素の起源とともに，温度が十分降下した際の銀河の形成について論じたことがある[23][33]．これは，膨張宇宙のなかで密度の非一様性がどのように生長するかという問題である．この問題は，古典的な JEANS の重力不安定性の理論の一般相対論への拡張として LIFSHITZ によって研究され[34]，また最近他の見地からも調べられているが[35]，十分な結論はまだ得られていない．

相対論的宇宙論の特徴の一つは，密度が無限大の時点から膨張が始まることである．この無限大の特異性が相対性理論に特有なことか，それとも一様等方という数学的仮説からくるものかという問題がある．LIFSHITZ らはこの特異性が一様等方の仮定によるものと考えているが，特異性のないモデルを具体的に見出したわけではない[36]．また一方では，この問題を現在の物理学の枠内で議論することは不十分であって，時空構造についての量子論的考察や，超高温，超高密度の物質の状態に関する新しい考察が必要であるという見解もある[37]．

その他，宇宙を構成する物質と反物質の対称性についての考察が種々なされている[38][39]．反物質の存在は古くから議論されてきたが，最近では物質と反物質の消滅に際して放出されるエネルギーによって宇宙の膨張を説明する試みもある[40]．

このように，宇宙論はそれ自体として閉じたものではなく，ミクロには素粒子物理学の進歩と密接に関連し，またマクロには銀河の構造やその進化の研究とも関連しながら発展していくものと考えられる．

文　献

(1) 早川幸男：自然, 1960年9月号 (2) GAMOW, G.: Scientific American, 1954年3月号；自然, 1954年10月号 (3) A. EINSTEIN：相対論の意味, 岩波 (1958) (4) H. BONDI: Cosmology, Cambridge Univ. Press (1961) (5) H. BONDI & T. GOLD: Month. Notice R. A. S., 108, 252 (1948) (6) F. HOYLE: ibid., 108, 372(1948) (7) A. SANDAGE: Astrophys. J., 133, 355 (1961) (8) J. OORT: La Structure et L'Evolution de L'Univers, Editions Stoops, 163 (1958) (9) A. SANDAGE: Astrophys. J., 127, 513(1958) (10) 〃: Problem of Extra-Galactic Research, ed. by G. MCVITTIE: Macmillan, 359 (1962) (11) M. RYLE: ibid., 326 (1962) (12) A. SANDAGE: Astrophys. J., 141, 1563 (1965) (13) 科学, 34, No. 10 (1965) (14) M. SCHMIDT: Astrophys. J., 141, 1, 1295 (1965) (15) 〃: ibid., 144, 443 (1966) (16) YA. ZELDONICH & Y. SMORODINSKY: Soviet Phys. JETP, 14, 647 (1962) (17) A. PENZIAS & R. WILLSON: Astrophys. J., 142, 1155 (1965) (18) R. DICKE, P. PEEBLES, P. ROLL & D. WILKINSON: ibid., 142, 1149 (1965) (19) P. ROLL & D. WILKINSON: Phys. Rev. Letter, 16, 405 (1966) (20) G. FIELD & J. HITCHCOCK: ibid., 16, 817 (1966) (21) P. THODDEUS & J. CLOUSER: ibid., 16, 819 (1966) (22) R. ALPHER, H. BETHE & G. GAMOW: Phys. Rev., 73, 863 (1948) (23) G. GAMOW: Kgl. Danske Videnskab. Selskab., 27, No. 10 (1953) (24) R. ALPHER & R. HERMAN: Rev. Mod. Phys., 22, 153(1950) (25) C. HAYASHI: Progr. Theor. Phys., 5, 224(1950) (26) R. ALPHER, I. FOLLIN & R. HERMAN: Phys. Rev., 92, 1347(1953) (27) P. PEEBLES: Phys. Rev. letter, 16, 410 (1966) (28) G. TRAVING: Uupublished (29) R. CHRISTY: Rev. Mod. Phys., 36, 555(1964) (30) C. HAYASHI: Stellar Evolution, ed. by A. STEIN & A. G. W. CAMERON, Plenum Press, 253 (1966) (31) L. SEARLE and W. RODGERS: AP. J., 142, 809 (1966)；W. SARGENT and L. SEARLE: unpublished (32) F. HOYLE: Nature, 208, 111 (1965)；F. HOYLE & J. NORLIKAR: Month. Notice R. A. S., 290, 162(1966) (33) G. GAMOW: Rev. Mod. Phys., 21, 367 (1949) (34) E. LIFSHITZ: J. Phys. USSR, 10, 116(1946) (35) P. PEEBLES: Astrophys. J., 142, 1317(1965) (36) E. LIFSHITZ & I. KHALATNIKOV: Advances in Physics, 12, 185(1963) (37) 例えば J. WHEELER: Relativity, Group and Topology, ed. by DEWITT & DEWITT, Gordon and Breach, 314(1964) (38) B. PONTECORNO & YA. SMORODINSKY: Soviet Phys. JETP, 14, 173 (1962) (39) S. HAYAKAWA: Progr. Theor. Phys. Supple. Extra number, 532(1965)；科学, 34, 458 (1964) (40) H. ALFVEN: Rev. Mod. Phys., 37, 652 (1965)

2　磁気単極子と宇宙の相転移

佐　藤　勝　彦*

DIRAC によって考えられた磁気単極子は，相互作用の統一理論により，真空の構造のトポロジカルな特異点であることが明らかになった．ここでは，まずこの単極子が宇宙の初めにおこる真空の相転移によって観測の上限値以上に大量に作られてしまうことを示し，次にこの矛盾の解決策について論ずる．

中学校や高等学校で電磁気学を学んだとき，不思議に思うことは，電荷 e は電子や陽子のように単極子として存在するにもかかわらず，磁荷 m は自然界にはけっして単極子としては存在せず，常に双極子，つまり N 極と S 極が対になった磁石としてしか存在しない点であろう．大学で電磁気学の基礎方程式，マクスウェルの方程式を学んだときも，電場の発散は $\mathrm{div}\,\boldsymbol{E}=4\pi\rho_e$ とするのに磁場の発散は $\mathrm{div}\,\boldsymbol{H}=0$ としてしまう．自然法則の美しさから考えれば，磁気単極子(以後モノポールと呼ぶ)も，磁気の流れ磁流 $\boldsymbol{j}_m$ も電流 $\boldsymbol{j}_e$ と同様に存在し，マクスウェルの方程式は

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{E} = 4\pi\rho_e,\quad \mathrm{div}\,\boldsymbol{H} = 4\pi\rho_m$$
$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}+4\pi\boldsymbol{j}_e,\quad \mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}-4\pi\boldsymbol{j}_m \tag{1}$$

と書きなおされるべきである．

それではもしモノポールが存在するなら，それはどんな大きさの磁荷をもっているのだろうか．電荷が電気素量 e の整数倍であるのと同様に磁荷にも磁気素量なるものが存在するのだろうか．DIRAC[1] は 1931 年モノポールと電子の 2 体系の運動を量子力学的に考察し，m と e の間には $m=n/2e$ ($n=1, 2, 3, \cdots$) という関係がなければならないことを明らかにしたのである．DIRAC の理論に刺激されて，岩石や磁鉄鉱，月の岩石，そして宇宙線の中にモノポールを探し求める試みが，後藤[2]，ALVAREZ[3]，PRICE[4] らのグループや他の多くの人々によって行なわれた[5]．また，高エネルギー加速器によってモノポールを作り出す実験も行なわれた．しかし，いずれもはっきりとモノポールと思われるものは発見されなかった．この結果から，モノポールは存在しても，核子との比で 10^{-33} 以下，またその質量は 10 GeV 以上であると考えられる．

* Katsuhiko SATO　京都大学理学部物理学第 2 教室

'T HOOFT-POLYAKOV モノポール

モノポールに対する理解を革命的に深める理論が，1974 年 'T HOOFT[6] と POLYAKOV[7] によって発表された．相互作用の統一理論では，電磁相互作用はより大きい統一相互作用から真空の相転移によって分化してできたものと考えるが，彼らはこの統一理論のもとでは，モノポールは真空のトポロジカルな特異点として必ず存在することを明らかにしたのである．

統一理論として，もっとも単純な $SO(3)$ モデルを考えてみよう．ラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \sum_{a=1}^{3}\left[-\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}-\frac{1}{2}D_\mu\phi_a D_\mu\phi_a + \frac{1}{2}\mu^2\phi_a{}^2-\frac{1}{4}\lambda(\phi_a{}^2)^2\right] \tag{2}$$

ここで ϕ_a はヒグス場である．テンソル $G^a_{\mu\nu}$ および共変微分 $D_\mu\phi_a$ は

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + e\epsilon_{abc}W^b_\mu W^c_\nu \tag{3}$$
$$D_\mu\phi_a = \partial_\mu\phi_a + e\epsilon_{abc}W^b_\mu\phi_c \tag{4}$$

と定義される．W^a_μ はゲージ場，ϵ_{abc} は完全反対称テンソルである．ラグランジアンから，ポテンシャル部分を取り出し

$$V = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2+\frac{1}{4}\lambda\phi^4 \tag{5}$$

と定義する．ただし $\phi^2=\phi_1{}^2+\phi_2{}^2+\phi_3{}^2$ である．このポテンシャルは

$$\phi^2 = F^2 \equiv \mu^2/\lambda \tag{6}$$

で最小値をもつ．つまりヒグス場で記述される真空は自発的対称性の破れをおこし，有限の真空期待値をもつようになる．式(6)は $(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = F\times(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\cdot\sin\varphi, \cos\theta)$ と書くことができるが，例えば $\theta=0, \varphi=0$ の場合，ゲージ場 W_1, W_2 は相互作用項 $e\epsilon_{abc}W^b_\mu\phi_c$ により

$$M_{W_{1,2}} = eF \tag{7}$$

の質量をもつようになる．しかし W_3 は質量が 0 のまま

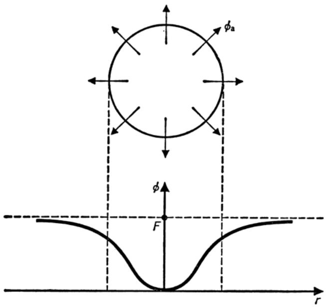


図 1　ヒグス場でみたモノポールの構造.

である．つまり初めに考えたラグランジアンは $SO(3)$ 対称性をもっていたが，自発的対称性の破れによって物理的に実現される真空は $U(1)$ 対称性しかもたないのである．

さて次に，ヒグス場の真空期待値 ϕ が全空間で一定ではなく，空間の原点を中心としてそのまわりを1周するとヒグス場の方向もちょうど1回転するような球対称真空解を考えてみよう(図1)．ただし無限遠方では式(6)に漸近的に近づくとする．ラグランジアン，式(2)から作ったオイラー方程式を解くことによって，$r\to\infty$ での漸近解として

$$\phi_a(r) \longrightarrow Fr_a/r \quad (8)$$

$$W^a_\mu(r) \longrightarrow -\epsilon_{\mu ab}r_b/er^2 \quad (9)$$

が得られる．ここで $r_a\equiv(x,y,z)$, $r\equiv(x^2+y^2+z^2)^{1/2}$ であり，$\epsilon_{\mu ab}$ は $\mu=1,2,3$ のときは完全反対称テンソル，$\mu=0$ の場合は $\epsilon_{4ab}=0$ である．空間の全領域での解は解析的には求められないが，数値計算によって容易に求めることができる．

さて無限遠方では式(6)が満たされているので3個のゲージ粒子のうち2個は質量をもってしまうが，残りの1個は質量が0のままであるので，これを光子とみなし，ゲージ不変な電磁場のテンソルを

$$F_{\mu\nu} = \phi^{-1}\phi_a G^a_{\mu\nu} - e^{-1}\phi^{-3}\epsilon_{abc}\phi_a(D_\mu\phi_b)(D_\nu\phi_c) \quad (10)$$

と定義する．ゲージ変換により $(\phi_1,\phi_2,\phi_3)=F(1,0,0)$ とできるとすると，これは $F_{\mu\nu}=\partial_\mu W_\nu{}^3-\partial_\nu W_\mu{}^3$ となり，電磁気学の定義と一致する．式(8)(9)を式(10)に代入して $F_{\mu\nu}$ を計算すると

$$F_{\mu\nu} = -\epsilon_{\mu\nu a}r_a/er^3 \quad (11)$$

つまり

$$H_a = e^{-1}r_a/r^3 \quad (12)$$

となる．これは中心から磁力線が放射状に出ており，中心には e^{-1} の磁荷が存在することを意味している．つまりモノポールである．式(8)(9)で表わされるモノポールでは，モノポールのまわりを1周することによってヒグス場の方向は1回転するが，一般に n 回転する解も作ることができる．そのような解の場合，モノポールの磁荷 m は

$$m = ne^{-1} \qquad (n=1,2,3,\cdots) \quad (13)$$

である．これは DIRAC の導いたものの2倍であるが，これは $SO(3)$ モデルの特徴であり，類似の $SU(2)$ モデルでは DIRAC の量子化条件と一致する．

モノポールの質量はこの古典解の全エネルギーを計算して求められるが，ほぼ

$$M_{\rm m} = 4\pi e^{-2}M_{\rm W} \quad (14)$$

である．

重要なことは，モノポールの存在はなんら $SO(3)$ モデルの特別な性質ではなく，電磁相互作用を含む統一理論の必然的な帰結だという点である．はじめに一つの結合定数をもった大きなゲージ群 G があったとしよう．これが何段階もの相転移によって次から次へと大きな対称性を失い H_1 となったとしよう．

$$G \to H_n \to H_{n-1} \to \cdots \to H_2 \to H_1$$

一般に商群 (G/H_1) から球殻 S^2 へのホモトピー変換の群が空でない，つまり，$\pi_2(G/H_1)\neq 0$ のときに，モノポール解は存在するのである[8]．最後のゲージ群 H_1 には，当然，電磁相互作用の群 $U(1)$ が含まれているので，演算 $\pi_2(G/H_1)\cong\pi_1(H_1)\cong\pi_1(U(1))\cong \boldsymbol{Z}\neq 0$ によってモノポールの存在が証明されているのである．

さて統一理論として電磁・弱・色(強い)の三つの相互作用を統一する大統一理論(grand unified theories, GUT)を考えてみよう[9]．GUT として最もポピュラーな $SU(5)$ モデルでは，ゲージ対称性は $SU(5)\to SU(3)\times SU(2)\times U(1)\to SU(3)\times U(1)$ と変化するが，$U(1)$ は最初の相転移によって現われるので，この段階からモノポールは存在するようになる．このモデルでは最初の相転移によって質量をもつゲージボソン，X-ボソンの質量 $m_{\rm X}$ は 10^{15} GeV という極めて大きなものである．またこのエネルギースケールでは結合定数の2乗 $e^2/4\pi$ も 10^{-1} の程度であるので，モノポールの質量は式(14)から

$$M_m \approx 10^{16}\,{\rm GeV} \approx 10^{-8}\,{\rm g} \quad (15)$$

となる．これは核子の質量に比べて16桁も大きく，加速器によって対創生ができなかったのは当然である．また，このようにモノポールの質量が大きいとなると，これまでに行なわれたモノポール探しの方法でみつけられるか大変疑わしくなる．したがって，これまでの探査で得られたモノポールの数の上限値も信頼できるものではない．

統一理論はこのように物理学の法則としてモノポールが存在することを証明した．しかし現実のわれわれの宇宙の中に存在するためには，現実に生成の機構が存在しなければならない．10^{16} GeV もの質量をもつ粒子を作る機構が現在の宇宙に存在するとは非常に考えにくいが，統一理論は，モノポールが火の玉宇宙のはじめにおこる真空の相転移によってちゃんと作られるのだ，ということを予言しているのである．

火の玉宇宙と真空の相転移

現在もっとも一般に受け入れられている宇宙のモデルは，標準火の玉宇宙モデル(10) (standard big bang model) と呼ばれるものである．このモデルでは今から 200 億年の昔，宇宙は熱い火の玉として生まれ，膨張による温度の降下とともに，銀河や星，そしてわれわれの地球が生まれてきたのである．これから議論する宇宙初期においては，宇宙の膨張を記述するアインシュタイン方程式は，宇宙が開いているか閉じているかという構造とは無関係に

$$\dot{R}^2/R^2 = 8\pi G\rho/3 \qquad (16)$$

となる．ここで R は宇宙のスケールファクター，G は重力定数，ρ は宇宙のエネルギー密度で

$$\rho = N\pi^2 T^4/30 \qquad (17)$$

と与えられる．ここで T は宇宙の温度であり，N はこの温度での相対論的粒子の自由度を表わすパラメーターで，$T=10^{15}$ GeV 近傍ではだいたい 100 のオーダーの数である．式(17)を式(16)に代入すると，宇宙の温度変化は

$$T(t) = [45/16\pi^3 N]^{1/4} m_{\mathrm{P}}{}^{1/2} t^{-1/2} \qquad (18)$$

と求められる．ここで，プランク質量 $m_{\mathrm{P}}=1.2\times10^{19}$ GeV である．

宇宙初期においてゲージ理論での真空が相転移をおこすことを最初に指摘したのは KIRZHITS と LINDE(11) である．ワインバーグ-サラム理論をはじめとした真空の自発的対称性の破れを伴うゲージ理論が，物性論における超伝導や強磁性からの類似として考え出されたことを思いおこせば，ゲージ理論における真空もまた，温度や外場によって相転移をおこすと考えるのはまったく自然である．したがって統一理論での真空は宇宙開闢時にはまったく対称な状態にあったのであり，宇宙の温度の降下とともに，次から次へと相転移がおこり現在の複雑に対称性の破れた真空状態となったのである(12)．

モノポールの生成

統一理論におけるこの宇宙論的な真空の相転移によって大量の磁気単極子が生成されることを指摘したのは KIBBLE(13)，ZELDOVICH と KHLOPOV(14)，PRESKILL(15) である．$SU(5)$ GUT では，はじめて $U(1)$ 相互作用が生まれるのは温度が 10^{15} GeV でおこる相転移によってである．PRESKILL はこの相転移によって大量のモノポールが作られてしまうことを明らかにしたのである．

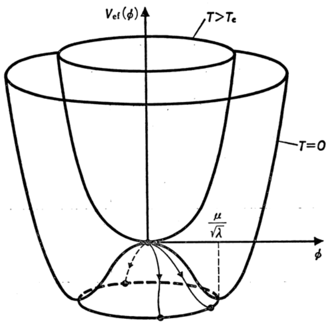


図 2 ヒグス場の実効的ポテンシャル． 宇宙の温度が臨界温度 T_c 以下になると相転移がおこるが，空間の場所ごとにヒグス場の位相角はランダムである．

ヒグス場のポテンシャル，式(5)は有限温度では

$$V_{\mathrm{ef}}(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\{1-(T/T_c)^2\}\phi^2+\frac{\lambda}{4}\phi^4 \qquad (19)$$

となる(16)．ここで臨界温度 T_c は $\mu/\sqrt{\lambda}\approx10^{15}$ GeV のオーダーである．図 2 に示すように宇宙の温度が T_c より高い場合，真空期待値は $\phi=0$ である．しかし宇宙の温度が T_c より低くなったとき，宇宙空間のいたるところで相転移が始まり，真空の状態は $\phi\neq0$ の状態へところがり落ちてゆく．しかし，どんな位相角 $(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = F\times(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$ へ落ちつくかは，空間の場所ごとにまったくランダムである．もちろん宇宙空間の全領域にわたって同じ位相角をもつことができれば，それはもっとも安定な状態であるが，そのためには宇宙の温度の降下は無限にゆっくりしたものでなければならない．同じ位相角をもった領域，ドメインの大きさ d は，その温度での coherent length や宇宙膨張の速さによって決まるが，ここでは単純に因果律から考えられるもっとも大きな値として宇宙の粒子的地平線(10)をとることにしよう．粒子的地平線は，宇宙時刻 $t=0$ に出発した光が，時刻 t に到達した距離である．

$$d_{\mathrm{p}}(t) = R(t)\chi_{\mathrm{p}}(t), \quad \chi_{\mathrm{p}}(t) = \int_0^t R(t)^{-1}\mathrm{d}t \qquad (20)$$

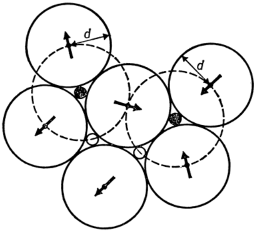


図 3　モノポールの生成． ドメインによって囲まれた領域は，もしそのまわりを1周するとき，ヒグス場の位相角も1回転するならばモノポールとなる(黒丸の領域)．

$d_p(t)$は固有距離での，$\chi_p(t)$は共動座標での粒子的地平線である．式(16)の解，$R(t)\propto t^{1/2}$を代入すると$d_p(t)=2t$となり，相転移の時刻t_cの粒子的地平線は$2t_c$であるので，式(18)より

$$d = 2t_c = 2[45/16\pi^2 N]^{1/2} m_P/T_c^2 \qquad (21)$$

となる．相転移終了直後の宇宙は，したがって図3に示すように，位相角がドメインごとにランダムであるドメイン構造をもつと考えられる．ドメインの位相角はまったくランダムではあるが，確率的には図3の黒丸の場合のようにそのまわりを1周するとヒグス場の位相角もちょうどうまく1回転する場合もおこりうる．つまりこれは 'T HOOFT–POLYAKOV モノポールがここに作られたことを意味しているのである．これはまたいいかえれば，真空の状態としてはモノポールなどの存在しない空間的に一様な状態がもっともエネルギー的に安定であるのだが，現実の膨張宇宙の中でおこる相転移ではけっして空間的に一様な状態は実現されず，モノポールが多量に存在するようなトポロジカルに励起された状態になってしまうということなのである．

一般に3次元空間ではモノポールは4個のドメインによって囲まれた領域に作られることになるが，KIBBLE[13]は囲まれた領域がモノポールになる確率は1/10程度であることを示している．したがって宇宙の相転移によって作られるモノポールの個数密度は，相転移直後では

$$n_M \approx 10^{-1} d^{-3} \qquad (22)$$

の程度である．モノポールはN極とS極が等量作られると考えられるので，もし対消滅がおこるならその数は減少する．対消滅はおこらないとすると，この数密度は宇宙膨張によって薄められるだけであるので，輻射粒子の数密度

$$n_\gamma = 30.2\, NT^3 \qquad (23)$$

との比をとると，n_M/n_γは宇宙膨張に対して不変な量となる．式(21)(22)(23)によって，この比を計算すると

$$n_M/n_\gamma = 0.01 N^{1/2}\left(\frac{T_c}{m_P}\right)^3 \qquad (24)$$

となる．$N=100$，$T_c=10^{15}$ GeV とすると，この比は10^{-13}となる．現在の宇宙の観測から知られているように，宇宙での核子の数密度と輻射，つまり光子の数密度との比は$n_N/n_\gamma \approx 10^{-9}$程度であるので，式(24)はモノポールと核子の密度の比は$n_M/n_N \approx 10^{-4}$だと予言しているのである．この量がとてつもなく大きな値であることはいうまでもない．また現在の光子の数密度400個/cm^{3}と$n_M/n_\gamma=10^{-13}$からモノポールによる宇宙のエネルギー密度を計算すると$\rho_0 \approx 10^{-18}$ g/cm^{3}にもなってしまう．宇宙のエネルギー密度はハッブル定数H_0と減速パラメターq_0によって

$$\rho_0 = 2q_0\rho_c,\quad \rho_c = 3H_0^2/8\pi G \qquad (25)$$

とあたえられている．観測の上限値$q_0 \leq 1$，$H_0 < 100$ km/s/Mpc から，宇宙の密度は少なくとも$\rho_0 < 4\times 10^{-29}$ g/cm^{3}でなければならない．この条件をみたすには，10^{-8} g もの質量をもつモノポールと光子数との比は，少なくとも

$$n_M/n_\gamma < 10^{-24} \qquad (26)$$

でなければならないのである．式(24)で求めたn_M/n_γの値はドメインの大きさdを大きくすれば小さくなる量であるが，粒子的地平線より大きくとることはできない．

もしモノポールが大量に作られても，現在までに対消滅してしまっているならこの矛盾は解決されるが，モノポールの質量が大きいためn_M/n_γが10^{-11}以下であれば対消滅はまったく無視できる[15]．

宇宙のバリオン数を説明[16]することで大きな成功をおさめたGUTは，モノポールの過剰生産という困難にぶつかったのである．

真空の1次相転移

実はここまでの議論では，真空の相転移は2次以上のなめらかな相転移であると考えてきた．これは特に根拠があったわけではなく，式(19)のようなモデルがもっとも簡単であったからにすぎない．しかし，最近WEINBERGやLINDE[17]によってヒグス場のポテンシャルとして式(5)のような単純なϕ^4モデルから出発しても，量子的効果——輻射補正——によって1次の相転移になってしまう場合があることが明らかにされたのである．

1次相転移のモデルとして図4に示すようなヒグス場のポテンシャルを考えよう．図4では，たとえ温度が臨界温度T_cより小さくなっても，$\phi=0$と$\phi=\phi_0$の二つの

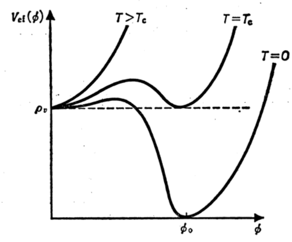


図 4　1次相転移のモデル． 温度が臨界温度より低くなってもポテンシャルのバリヤーのため相転移はすぐにはおこらない．

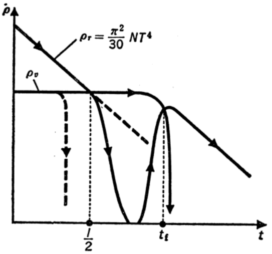


図 5　輻射のエネルギー密度 ρ_r と真空のエネルギー密度 ρ_v の時間変化． 破線は2次相転移の場合，実線は1次相転移の場合である．

極小値の間に小さな山，ポテンシャルバリヤーがあるため，$\phi=0$ から $\phi=\phi_0$ への遷移はすぐにはおこらない．相転移がおこるためには熱的ゆらぎによってこの山を越すか，量子的トンネル効果(18)によって通り抜けなければならない．そのため相転移はいちじるしく遅れるのである．

図4では現在の真空のエネルギー密度 $V(\phi_0)$ を0としている．これは，もし現在の真空のエネルギー密度 $V(\phi_0)$ が0でなければ，それはアインシュタイン方程式中に宇宙項が存在することに対応するからである．$V(\phi_0)$ と宇宙項Λは，$\Lambda=8\pi GV(\phi_0)$ と関係づけられるが，宇宙膨張のパラメター H_0, q_0 の観測から $|\Lambda|<10^{-56}$ cm^{-2} とおさえられている．もし $V(\phi_0)$ が0でないとしても，この制限から $|V(\phi_0)|<10^{-10}(\mathrm{eV})^4$ でなければならないのである．これは，ここで考えている相転移のエネルギー密度のスケール $(10^{15}\,\mathrm{GeV})^4$ と比べると極めて小さいものである．

$V(\phi_0)$ が0ということは，しかし，相転移前の真空 $(\phi=0)$ は非常に大きな真空のエネルギー密度をもっていたということである．したがって相転移前の宇宙では，エネルギー密度は輻射のエネルギー密度 ρ_r と真空のエネルギー ρ_v との和，

$$\rho=\rho_r+\rho_v \tag{27}$$

である．ρ_r は温度の4乗 T^4 に比例するのに対して ρ_v は一定であるので，宇宙の極めて初期では $\rho_r\gg\rho_v$ であるが，温度の降下とともに ρ_v の割合は増加してゆく(図5)．しかし相転移が臨界温度以下になるとすみやかにおこる2次相転移の場合には，真空のエネルギーが輻射のエネルギーより大きくなる前に真空のエネルギーは相転移によって消失してしまうので，ρ_v は常に無視することができる．1次の相転移では，相転移の進行が遅れてしまうので真空のエネルギーが宇宙の主たるエネルギー密度である時代が存在するのである．式(27)をアインシュタイン方程式(16)に代入して解を求めると

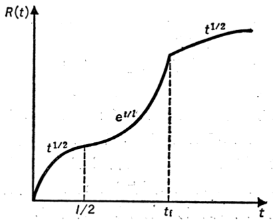


図 6　1次相転移モデルでの宇宙のスケールファクターの変化．

$$R(t)=b^{1/4}l\sinh^{1/2}(2t/l)$$
$$=\begin{cases}\sqrt{2}\,b^{1/4}t^{1/2}; & t<l/2\\ (b^{1/4}/\sqrt{2})\exp(t/l); & l/2<t<t_f\end{cases} \tag{28}$$

となる(19)(20)．ただしここで l はこのモデルに特徴的な時間で

$$l\equiv(8\pi G\rho_v/3)^{-1/2}\approx10^{-36}\,\mathrm{sec} \tag{29}$$

と定義される．$\rho_v=(10^{15}\,\mathrm{GeV})^4$ とすると 10^{-36} sec である．b は宇宙の大きさをあたえるパラメターで $b\equiv\rho_rR^4/\rho_vl^4$ と定義される定数である．t_f は相転移終了時刻である．図6に示されているように，宇宙は $l/2<t<t_f$ の時刻には指数関数的な急激な膨張をするのである．1次相転移モデルが標準火の玉宇宙モデルと本質的に異なるのは，この指数関数的膨張によって粒子的地平線もまた極めて大きくなる点である．式(28)を式(20)に代入して時

刻t_tでの値を求めると$l\exp(t_t/l)$となる．相転移によってモノポールが作られることは同じであるので，ドメインの大きさをこの地平線の大きさとすると，この時刻t_tでのモノポール密度n_Mは

$$n_M = 10^{-1}d^{-3} \approx 50^{-1}l^{-3}\exp(-3t_t/l) \qquad (30)$$

となる．

1次相転移の場合，真空のエネルギーは相転移終了とともに熱エネルギーとして解放される(21)ので，$\pi^2NT_t^4/30=\rho_v$とおいて相転移終了直後の温度を計算すると，$T_t=(30\rho_v/\pi^2N)^{1/4}$となる．式(23)により輻射粒子の個数密度を計算すると

$$n_\gamma = 30.2\,N(30\,\rho_v/\pi^2N)^{3/4} \qquad (31)$$

である．式(30)(31)より，モノポールとの比n_M/n_γを求めると

$$n_M/n_\gamma \approx 10^{-13}\exp(-3t_t/l) \qquad (32)$$

となるのである．宇宙のエネルギー密度から得られた上限値$n_M/n_\gamma<10^{-24}$を満たすためには，相転移の終了時刻が$t_t>7\,l$程度であれば十分なのである(22)．

しかし細かく1次相転移のモデルを検討すると，解決しなければならない問題が残されていることがわかる．1次相転移はCOLEMAN(18)によって議論されたように，宇宙の空間の全領域が同時に$\phi=0$の“偽”真空から$\phi=\phi_0$の“真”真空へいっきょに遷移するのではなく，まず“偽”真空の中に“真”真空の泡が発生することにより始まるのである．この泡は生成後まもなく光速で膨張を始める．そして異なった場所で発生した泡同士がぶつかりあい，全空間が泡でおおわれたとき，相転移は終了するのである．モノポールの生成をおさえるためには相転移の終了時刻を遅くしなければならないが，そのためには図4のポテンシャルバリヤーを高くして泡の発生確率を小さくしてやればよい．しかし泡の発生確率を小さくしすぎると，宇宙では永遠に相転移が終了しなくなってしまうのである(19)．泡は光速で膨張するのだから，たとえ宇宙で1個の泡しか発生しなくても，それが宇宙の全空間をおおえばよいと考えられるかもしれない．ところが指数関数的に急激に膨張している宇宙では，急激な膨張のため光といえども宇宙膨張とともに広がる共動座標では無限遠方まで伝わることはできないのである．光が無限の時間をかけて到達できる距離を“事象の地平線”と呼ぶが，指数関数的に膨張する宇宙ではこれは有限の値なのである．相転移が終了するためには，ある個数密度以上の泡が発生することが必要である．モノポールの過剰生産をふせぐ条件とこの条件を同時に満たすためには，泡の発生確率，もしくは図4のポテンシャルを決めるヒグスボソンの質量に対して微妙な選択をしなければならない．

また1次相転移が進行している宇宙空間は，空間的に凸凹だらけである．泡によって囲まれた“偽”真空の領域はまわりと比べて極めて大きいエネルギー密度をもつため，ブラックホールやワームホールになったりする(23)．また泡同士がぶつかったとき，泡の壁に大量のエネルギーが累積されているため，大量のブラックホールが作られるかもしれない．ブラックホールやワームホールが蒸発するとき，普通の素粒子を放出すると同時にモノポールも放出するかもしれない．

1次相転移のモデルは，モノポール問題を別にすれば，標準火の玉宇宙では説明が困難な地平線問題(10)や，宇宙がなぜ曲率が測定できないほど平坦であるか，という問題に一つの解答(20)をあたえている興味深いモデルである．しかしながら上に述べたような未解決の問題が多く残されているため，モノポールの過剰生産をふせげるとはいいきれないのである．

その他のモデル

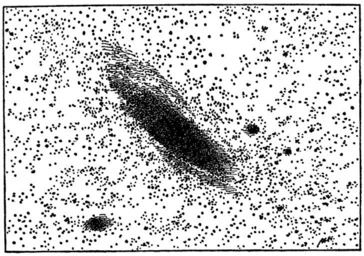
モノポールの過剰生産をおさえる方法は，1次相転移のモデル以外にも幾つか提案されている．式(24)から明らかなように，もし臨界温度T_cを10^{11} GeV程度まで下げることができればn_M/n_γは10^{-24}以下になる．しかし臨界温度は陽子の崩壊を媒介するX-ボソンの質量と関係づけられているので，単純に下げると陽子の寿命が10^{16}年程度になってしまい，実験から求められている寿命の下限値10^{30}年と矛盾してしまう．そこでGUT相転移を2段階にして$SU(5)\to SU(3)\to SU(3)\times U(1)$とする(24)．最初の相転移は温度が$10^{15}$ GeVでおこるとし，$U(1)$が作られる相転移は10^{11} GeVでおこるとする．しかしこのようなモデルを作るためには，極めて複雑な構造をもったヒグス場を考えねばならない．モノポールは作られても，クォークがとじこめられているのと同様にヒモで結び付けられているモデル(25)(26)も可能である．しかし宇宙の温度が低くなってからヒモの収縮によって対消滅がおこると，発生する輻射によって宇宙のバリオン数と光子の数の比が小さくなってしまい観測と矛盾が生じる．モノポールを重力によって引きつけて消滅させたり，ブラックホールにしてしまう試み(27)(28)もあるが成功していない．

モノポールの存在は，'T HOOFTとPOLYAKOVによって明らかにされたように，相互作用の統一理論の必然的帰結である．もしモノポールが発見されたならば，それは統一理論の直接的証拠になるものである．しかしながら標準火の玉宇宙モデルは，まったく奇妙なことに，現

在の宇宙のエネルギー密度をはるかに越えるようなモノポールの過剰生産が宇宙の初期におこる，と暗示しているのである．大統一理論は宇宙のバリオン数を説明することで大成功をおさめたが，この理論の強力な裏付けとなるはずのモノポールについて宇宙論と矛盾が生じるとは皮肉な話である．モノポール問題は，現在の宇宙論・統一理論の何か重要な欠陥を暗示しているものかもしれない．もしそうなら，このモノポール問題こそ宇宙論・統一理論の今後の飛躍的進歩のための鍵なのかもしれないのである．

文　献

(1) P. A. M. Dirac: Proc. Roy. Soc., **A 133**, 60 (1931); Phys. Rev., **74**, 817 (1948)
(2) E. Goto et al.: Phys. Rev., **132**, 387 (1963)
(3) P. H. Eberhard et al.: Phys. Rev., **D 11**, 3099 (1975); Phys. Rev., **D 4**, 3260 (1971)
(4) P. B. Price et al.: Phys. Rev. Lett., **35**, 487 (1975)
(5) 観測の現状は，本間三郎：幻の素粒子，岩波書店 (1979) が詳しい．
(6) G. 't Hooft: Nucl. Phys., **B 79**, 276 (1974)
(7) A. M. Polyakov: JETP Lett, **20**, 194 (1974)
(8) 例えば，P. Goddard & D. I. Olive: Rep. Prog. Phys., **41**, 91 (1978)
(9) 例えば，P. Langacker: Physics Rep., **72**, 185 (1981)
(10) 例えば，佐藤文隆：一般相対論と宇宙論，サイエンス社 (1981)；S. Weinberg: Gravitation and Cosmology, John Wiley & Sons (1971)
(11) D. A. Kirzhits & A. D. Linde: Phys. Lett., **42 B**, 471 (1972)
(12) 簡単な解説は，佐藤文隆・佐藤勝彦：自然，1978年12月号，p. 26；1981年6月号，p. 26
(13) T. W. B. Kibble: J. Phys., **A 9**, 1387 (1976)
(14) Ya. B. Zeldovich & M. Yu. Khlopov: Phys. Lett., **79 B**, 239 (1978)
(15) J. P. Preskill: Phys. Rev. Lett., **43**, 1365 (1979)
(16) 吉村太彦：日本物理学会誌，**35**, 35 (1980)；素粒子論研究，**58**, 109 (1978)
(17) A. D. Linde: Rep. Prog. Phys., **42**, 389 (1979)
(18) S. Coleman: Phys. Rev., **D 15**, 2929 (1977)
(19) K. Sato: Phys. Lett., **B 99**, 66 (1981); Month. Not. Roy. Astron. Soc., **195**, 467 (1981)
(20) A. H. Guth: Phys. Rev., **D 23**, 347 (1981); A. H. Guth & E. Weinberg: Phys. Rev., **D 23**, 876 (1981)
(21) A. H. Guth & S. H. H. Tye: Phys. Rev. Lett., **44**, 631, 963 (1980); M. B. Einhorn et al.: Phys. Rev., **D 21**, 3295 (1980)
(22) M. B. Einhorn & K. Sato: Nucl. Phys., **B 180**, 385 (1981)
(23) K. Sato et al.: Prog. Theor. Phys., **65**, 1443 (1981); K. Sato: in 'Grand Unified Theories and Related Topics' (M. Konuma & T. Maskawa eds.), World Scientific Pub. (1981)
(24) P. Langacker & S.-Y. Pi: Phys. Rev. Lett., **45**, 1 (1980)
(25) G. Lazarides & Q. Shafi: Phys. Lett., **94 B**, 149 (1980)
(26) A. D. Linde: Phys. Lett., **96 B**, 289 (1980)
(27) T. Goldman et al.: Phys. Rev., **D 23**, 867 (1981)
(28) J. N. Fry: Astrophys. J, **246**, L 93 (1981)



3　宇宙の誕生とインフレーション†

佐　藤　勝　彦*

われわれのすむ宇宙は今から150億年の昔，量子重力的効果によって“無”から創生された．創生された微小宇宙は指数関数的に急激な膨張，インフレーションによりビッグバン宇宙となった．このシナリオの出発となったインフレーション宇宙の意味・進展を解説し，最近の宇宙創生論への発展を示す．

現在の標準的宇宙論，ビッグバン宇宙論によれば今から150億年の昔，宇宙は熱い火の玉として生まれ爆発的膨張をはじめた．熱い素粒子のガスにみたされた生まれたばかりの宇宙は空間的に一様な単調なものであったが，それが膨張冷却する過程で ^{4}He などの種々の原子核が作られ，またそれらが電子を結合して種々の原子を構成した．同時に，これらの物質間に働く重力によって初期に存在した微小な密度のゆらぎはしだいに成長し，ついには銀河や超銀河集団のような宇宙の大きなスケールの構造を作った．銀河の中では恒星が生まれ，その一部はわれわれの太陽系のような惑星系をその周りに形成した．このように今日われわれは，宇宙の初期から現在の豊かな物質構造をもった世界が形成されるまでのおおまかな，しかし，かなり信頼できる宇宙像をもっている．

しかし，この標準ビッグバン宇宙論にも問題がないわけではない．次節でも示すように，宇宙の昔にどんどんさかのぼってビッグバン宇宙を考えると“地平線問題”とか“平坦性問題”と呼ばれる，かなり原理的な困難があることがわかる．

ここで紹介するインフレーション宇宙モデルは，このような標準モデルの困難を解決するとともに，宇宙開闢の頃の宇宙について興味深い示唆を含んだモデルとして，最近，盛んに研究されているモデルである．インフレーションモデルは，一言でいえば，宇宙は開闢の頃，何十桁，何百桁もの急激な膨張をしたという宇宙モデルで，数年前，筆者や GUTH[1] によって宇宙の相転移の結果として最初に導かれたものである．しかし，その後，HAWKING など多くの人々の研究により，インフレーション理論は宇宙そのものの創生にかかわる重大な意味をもっていることが明らかとなった．ここではインフレーション宇宙論の意味・進展について解説し，それが現在，宇宙の創生・進化についてどのような描像をあたえているかを示す．

標準モデルとその困難

よく知られているように標準ビッグバンモデル[2]では，宇宙の空間は一様でかつ等方であるという仮定，つまり時空の計量としてロバートソン-ウォーカの計量，

$$\mathrm{d}s^2 = -\mathrm{d}t^2 + R^2(t)\left(\mathrm{d}x^2 + 4\pi\begin{Bmatrix}\sin^2 x\\ x^2\\ \sinh^2 x\end{Bmatrix}\mathrm{d}x^2 + \mathrm{d}\Omega^2\right) \tag{1}$$

$$k = \begin{cases} +1; & \text{曲率正}\\ \ \ 0; & \text{曲率ゼロ}\\ -1; & \text{曲率負}\end{cases}$$

を仮定する．

この計量のもとではアインシュタイン方程式は宇宙の大きさをきめる量，宇宙のスケール項 $R(t)$ の変化を記述する方程式

$$\dot{R}^2 + kR^2 = 8\pi G\rho(t)R^2/3 \tag{2}$$

となる．ここで G は重力定数，$\rho(t)$ はエネルギー密度である．標準モデルでは宇宙の初期では宇宙は輻射のエネルギー（相対論的素粒子のガス）で満たされており，かつ曲率項（式(2)の左辺第2項）

* Katsuhiko SATO　東京大学理学部物理学教室

† 本論では自然単位系 $\hbar = c = 1$ を用いる．

は無視できるほど小さい[2]．これらの条件により式(2)は容易に解かれ，宇宙の大きさが時間の1/2乗に比例して大きくなるという解を得る：

$$R(t) \propto t^{1/2} \qquad (3)$$

地平線問題[2][3] 標準モデルの一つの困難として地平線問題が存在することは，ずいぶん前から知られている．

宇宙開闢の瞬間 $t=0$ に空間のある1点からまわりに光が放射されたとしよう．その光が直進して宇宙時刻 t に到達した座標距離を χ_H としたとき，その固有距離 d_H

$$d_H(t) \equiv R(t)\chi_H(t), \qquad \chi_H(t) \equiv \int_0^t dt'/R(t') \qquad (4)$$

を事象の地平線と呼ぶ．標準モデルでの宇宙膨張則(3)式を代入すると $d_H(t)=2t$ となる．つまり宇宙始まって以来，時刻 t までに因果関係をもつことのできる領域の半径は $2t$ なのである．

さてよく知られているように，ビッグバン宇宙のなごりと考えられている3K黒体輻射は驚くほど一様であることが知られている．3K黒体輻射は宇宙が高温高密度で不透明だったのが，宇宙の温度が4000Kくらいまで下がり透明となったとき，つまり宇宙が晴れ上がったときに放出された光が赤方偏移をして電波領域で観測されているものである．3K黒体輻射は，したがって，宇宙が晴れ上がった頃(宇宙時刻 $t \sim 10^{14}$ 秒の頃)の宇宙の姿を表わしているのであり，それがきわめて一様(最近の観測では凹凸があったとしても，そのゆらぎは 10^{-5} 以下であることがわかっている)だということは，その頃の宇宙がきわめて一様だったことを示しているのである．宇宙はきわめて大きなスケールでは一様であったとしても，小さなスケールでは凹凸があって当然である．特に宇宙のきわめて初期，たとえばプランク時刻，$t=10^{-44}$ 秒頃での量子論的ゆらぎなどを考えると凹凸は必然的に存在すると考えてよいであろう．一般に凹凸の状態から一様な状態を作るには，よくかき混ぜてやればよい．A点とB点を一様にしようと思えば少なくともA点とB点とは，混ぜ合わせる時刻までに因果関係をもっていなければならない．つまりAB間の距離がその時刻での地平線より短ければ一様にすることができるが，それ以上ならば一様にすることは原理的に不可能である．宇宙の晴れ上がりの頃の宇宙の地平線は，現在電波望遠鏡で観測する場合，数度角程度の大きさになるが，3Kの観測はこれを越えて，因果関係を相互にまだもっていないはずの領域まできわめて一様にならされてしまっていることを示しているのである．このように地平線を越えて，因果関係のない領域が一様であるという“矛盾”を地平線問題と呼んでいるのである．

平坦性問題[3] 今日まで宇宙の曲率の符号，つまり k を観測的に決めようと減速パラメータや宇宙の密度の測定に多くの努力がはらわれてきた．しかし，いろいろな興味深い研究が多くあるにもかかわらず，その符号はいまだはっきりしていない．これは，たとえ宇宙の曲率がゼロでなく正や負だとしても，その曲率半径はハッブル長さ，$H_0^{-1}(\approx 10^{28}\,\mathrm{cm})$ より大きい，つまり宇宙論的スケールでもほとんど平坦に近いためである．平坦性問題とは，標準モデルでは現在の宇宙がこんなに平坦であるのは不思議なことで，説明が必要だという主張である．これは以下のように説明される．まず宇宙のきわめて初期に，アインシュタイン方程式(2)に初期値をあたえて，膨張宇宙の解を求めることを考えてみよう．初期値をあたえる時刻としては，プランク時刻 $t_P=G^{-1/2}\approx 10^{-44}$ 秒をとるのが適当であろう．というのはこの時刻以前においては重力の量子的効果が重要となり，もはや式(2)は適用性を失うと考えられるからである．そのときの宇宙のスケール項の値を R_P，ハッブル定数の値を $H_P \equiv (\dot{R}/R)_{R=R_P}$，そして宇宙の密度を ρ_P とすると，アインシュタイン方程式(2)は左辺第2項をこれらの値を使って消去することにより

$$\dot{R}^2(t) = H_P^2 R_P^2 \{(1-\rho_P/\rho_{P,c}) + (\rho_P/\rho_{P,c})(R_P/R(t))^2\} \qquad (5)$$

と書きかえることができる．ここで $\rho_{P,c}$ はこの時刻での曲率の正負をきめる臨界密度で

$$\rho_{P,c} \equiv 3H_P^2/8\pi G \qquad (6)$$

である．話を簡単にするために $\rho_P > \rho_{P,c}$ の場合，

つまり曲率正の場合について考えてみよう．式(5)は宇宙のスケール項がある時刻まで増大し，最大値

$$R_{\max} \equiv R_P \delta^{-1/2}, \qquad \delta \equiv (\rho_P - \rho_{P,c})/\rho_P \tag{7}$$

をとったあと減少することを示している．現在の宇宙の大きさが，少なくともハッブル長さ H_0^{-1} より大きく，ほとんど平坦にみえるためには，$R_{\max}$ は少なくとも現在のスケール項の値 $R_0(>H_0^{-1})$ より大きくなければならない．一方プランク時刻での宇宙のスケール項の値は，宇宙が断熱的に膨張しているとすると，現在の宇宙の温度 $T_0(=3\,\mathrm{K})$ とプランク温度 $T_P(=m_P \equiv G^{-1/2})$ の比により

$$R_P = (T_0/T_P)R_0 > (T_0/H_0)m_P^{-1} \approx 10^{30}\,m_P^{-1} \tag{8}$$

と表わせる．これより $R_{\max} > R_0$ をみたすためには

$$\delta \equiv (\rho_P - \rho_{P,c})/\rho_P < (T_0/T_P)^2 \approx 10^{-64} \tag{9}$$

でなければならないことがわかる．これは実に宇宙を現在の宇宙のように大きく膨らませるためには，プランク時刻での密度は $\rho_{P,c}$ に60桁の精度でピタッと一致させなければならないことを示しているのである．さもなければ，宇宙は十分な膨張をする前につぶれてしまうのである．$\rho_P < \rho_{P,c}$ で曲率が負の場合には，宇宙が早い時期につぶれてしまうようなことはおこらないが，式(9)と同じように宇宙の密度を $\rho_{P,c}$ に一致させてやらなければ，曲率による項によって宇宙膨張が支配されるようになってしまい，現在の宇宙の平坦性や年齢を説明することはできないのである．このように標準モデルでは，宇宙の開闢から現在の平坦な宇宙まで進化させるためには式(9)のようなあまりにも不自然な数字の調節が必要なのである．

統一理論と宇宙の相転移

よく知られているように，われわれのすむこの物質世界には重力，電磁力，弱い力，強い力という四つの異なった力が存在する．自然界に存在するこの四つの力を統一的に理解することは素粒子論の大問題である．これが近年，ゲージ理論と呼ばれる理論によって実現しそうになっているのである．統一理論の第1段階である弱い力と電磁力の統一理論――ワインバーグ-サラム理論――は，この理論の予言するWおよびZ粒子がCERN(ヨーロッパ原子核共同研究機構)の実験により発見されたことによってほぼ確立したと考えてよい．

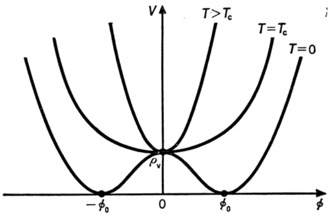


図 1　真空の相転移のモデル．$T>T_c$ では $\phi=0$ の状態が安定であるが，$T<T_c$ となると $\phi=\pm\phi_0$ が安定となる．

ゲージ理論に基づく統一理論は"真空の自発的対称性の破れ"という概念に基礎をおいている．真空というものは，本来の言葉の意味からいうならばまったく物質のないカラッポの空間という意味であるが，ゲージ理論では，われわれが日常そう考えている"真空"は直接観測はできないけれども，実は何か仮想的な媒質で満たされているように考えるのである．そしてこの媒質をヒグス場と呼んでいる．図1にこの理論で考えている"真空"のエネルギー密度(もしくはヒグス場のエネルギー密度)がヒグス場の強さ ϕ によってどのように変化するかを示してある．まず"真空"の温度 T が非常に高く，ある臨界温度 T_c より高い場合を考えよう．この場合，真空のエネルギー密度は $\phi=0$ で最小であり，安定な真空として実現されるのは，ヒグス場が $\phi=0$ の状態であることを図は示している．しかし温度が T_c より低くなると，これまで安定だった $\phi=0$ の状態は不安定となり，むしろ対称性の破れた $\phi=\phi_0$ の方がエネルギー的に低くなって安定となる．このように，われわれがカラッポの空間と考えている"真空"も温度の変化により水が沸騰したり氷になったりす

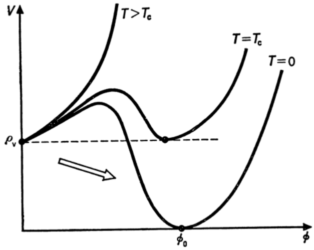


図 2　真空の 1 次相転移モデル． 温度が T_c より低くなっても，$\phi=0$ と $\phi=\phi_0$ の間にある山のため相転移はすぐおこらない．そのため過冷却がおこる．やがて，トンネル効果や熱的ゆらぎによって相転移がおこり，$\phi=\phi_0$ の状態に落ちつく．

るのと同様に相転移をおこすのである．

真空のエネルギーとインフレーション

さて図 1 では宇宙の温度が臨界温度 T_c より下ると相転移がただちに始まると考えた．現実におこる相転移は，一般にそんなにすんなりと進むものではない．純水を加熱し温度が沸点 100°C を越えても，水はすぐには沸騰しない．逆に静かに冷却したとき，零度になったとしてもただちに氷になることはない．実はこれと同じことが宇宙の相転移でもおこりうるのである．真空のエネルギー密度が図 2 のような変化をするとき，宇宙の温度 T が相転移の臨界温度 T_c より下がっても，$\phi=0$ の状態と $\phi=\phi_0$ の状態との間に小さな山，障碍があるために，$\phi=0$ から $\phi=\phi_0$ へと移ろうとしてもなかなか移れない，つまり過冷却が宇宙の相転移でもおこってしまうのである．宇宙における過冷却の現象は，単に相転移の時間が少し遅れるというだけでなく，宇宙の膨張に対して劇的な変化を及ぼす．図 2 に示してあるように，相転移前の真空($\phi=0$)は ρ_v という真空のエネルギー密度をもっている．

ビッグバン宇宙では，その初期においては宇宙のエネルギー密度は輻射のエネルギーによってしめられている．したがって宇宙の温度がきわめて高ければ，たとえ $\phi=0$ の真空がエネルギーをもっていたとしても輻射のエネルギーが大きいのが常である．しかし過冷却のようなことがおこると，事態はまったく反対になってしまう．輻射のエネルギーは温度 T の 4 乗に比例するので，温度が下がると急激に小さくなる．しかし真空のエネルギー密度 ρ_v は定数であり，宇宙が膨張しても変化はない．つまり真空のエネルギーは過冷却の過程で宇宙の主たるエネルギーとなってしまうのである．宇宙がいくら膨張しても単位体積あたりのエネルギー密度 ρ_v が減少しない真空のエネルギーが宇宙を支配したときの宇宙の膨張は，式(2)において $\rho(t)=\rho_v$ とおくことにより求められる．特に $k=0$ の場合には簡単に解が求められ，

$$R(t) \propto \exp(t/l) \qquad (10)$$

となる．ここで l は宇宙が真空のエネルギーで満たされている場合の特徴的時間，もしくは長さで，

$$l \equiv (8\pi G\rho_v/3)^{-1/2} \qquad (11)$$

と定義される．$k\neq0$ の場合についても $t\gg l$ の時刻ではやはり同じような指数関数的に急激な膨張をあたえる解となる．例えば，真空のエネルギーとして強い相互作用をも統一する大統一理論の予言する値，$\rho_v\approx(10^{15}\,\mathrm{GeV})^4$ をとってみよう．l は 10^{-36} 秒くらいの値になる．もし大統一理論の予言している相転移が過冷却をおこし，それが 10^{-34} 秒続いたとしよう．すると，宇宙はこの過冷却の間に $e^{100}\approx10^{43}$ 倍にもふくれ上がってしまうのである．このように宇宙が指数関数的に急激な膨張をする現象を宇宙のインフレーションと呼ぶ．指数関数的に膨張する宇宙モデルはド・ジッター宇宙モデルと呼ばれている．ド・ジッター宇宙モデルはエネルギー密度ゼロの宇宙ではあるが，アインシュタイン方程式に宇宙項 Λ が存在するとしたときの解である．つまり，真空のエネルギー ρ_v が存在するということは，数学的には宇宙項 Λ (その値が $8\pi G\rho_v$) が存在するのと同じなのである．

指数関数的膨張，つまり宇宙のインフレーションはいつまでも続くわけではない．過冷却はいつか終わり，相転移は終了するのである．図 2 において，$\phi=0$ と $\phi=\phi_v$ の間にある山を量子論的トンネル効果や熱的ゆらぎによって越え，真空の状態は $\phi=\phi_0$ に落下していく．そしてこのときに真

空のエネルギー密度 ρ_v は潜熱として解放され，宇宙は過冷却状態から一挙に再びインフレーションが始まる寸前と同じくらい熱いビッグバン宇宙へと帰るのである．

宇宙はインフレーションにより何十桁，何百桁も一挙に膨張すると考えられているが，重要な点は，単に宇宙が急激に膨張するというだけでなく，膨張した後でも宇宙のエネルギー密度はその前と同じだという点である．単なる膨張では膨張しただけエネルギー密度は小さくなってしまうが，インフレーションでは宇宙の膨張によっても真空のエネルギー密度 ρ_v は不変である．そしてインフレーションの最後にこの真空のエネルギーは熱エネルギーに変わるのである．標準的ビッグバン宇宙に帰った宇宙の中では X-ボソンや H-ボソンの崩壊によってバリオン数が生成され，物質が反物質より多い宇宙となって膨張を続ける．以後の宇宙の進化は，標準ビッグバンモデルとまったく同じであり，異なる点はない．

地平線問題・平坦性問題の解決

地平線問題や平坦性問題がインフレーションによって簡単に解かれるということを，大統一理論の予言する相転移が過冷却をおこすとして示そう．この相転移は宇宙の温度が 10^{15} GeV，つまり宇宙時刻 10^{-36} 秒頃から始まる．この時刻での宇宙の地平線は式(4)からほぼ 10^{-25} cm 程度で，このくらいの大きさの領域の中では混ぜ合わせにより密度は一様になっていると考えられる．インフレーションが始まると，この小さな領域も急激に引き延ばされることになる．例えばインフレーションが 10^{-34} 秒も続くと相転移終了時には 10^{43} 倍にもなり，その大きさは 10^{18} cm にもなる．このときの宇宙の温度は潜熱の解放によって，ほぼ相転移開始時と同じ 10^{15} GeV ($\approx 10^{28}$ K)になっている．以後のビッグバン宇宙は断熱的に膨張($T \propto R^{-1}$)するので宇宙の温度が 3 K である現在においては，この一様な密度の領域は 10^{46} cm もの大きさに広がっていることになるのである．これはわれわれが観測的に知っている宇宙の大きさよりはるかに大きい．インフレーション宇宙では，つまりわれわれが現在みることができている宇宙とは，インフレーションの前に存在した小さな一様密度の領域にすぎないのである．上に述べたことは，式(4)によって地平線を計算することによって定量的に導出されることはいうまでもない．

平坦性問題もインフレーションによって解決されることは容易にわかる．式(9)のように宇宙の密度を精密に選ばなかったために，宇宙の初期ではやばやと膨張が遅くなりはじめ，放っておけば小さな宇宙のままつぶれてしまうような宇宙でも，インフレーションが始まると何十桁も宇宙の大きさは大きくなり，その中に含まれる輻射のエネルギーやエントロピーもまた何十桁も増大するのである．地上を歩くアリにとっては地球は平坦にみえるのと同様に，ハッブル長さ H_0^{-1} をはるかに越えて大きくなった宇宙ではたとえ本来それが曲がっていても，われわれには平坦にみえるのである．

インフレーションモデルの進展

前節までに紹介したインフレーションモデルは，佐藤や GUTH によって提案されたモデルで，今日オリジナルモデル，もしくは1次相転移モデルと呼ばれているものである．残念ながらこのモデルには一つの重大な欠点がある．それは相転移の終了時に宇宙が激しく凹凸だらけになってしまうという問題である．ここで仮定したような1次の相転移は，細かく相転移の進行をみれば $\phi=0$ の“不安定な真空”の領域の中に $\phi=\phi_0$ の“安定な真空”の泡が発生し，それが空間的に広がって全空間を覆ったとき相転移が終了する．つまりこの泡によって宇宙空間には大きな密度の凹凸が作られてしまうのである．かつて佐藤ら[(4)]は，この凸の部分が指数関数的な膨張を続けることを利用して，凸の部分がそれぞれ独立した“宇宙”として成長すること，つまり“宇宙”が相転移によって大量に作られることを示したが，その中での凹凸を小さくするのはやはりきわめて困難なのである．

このオリジナルモデルの困難を救うために，

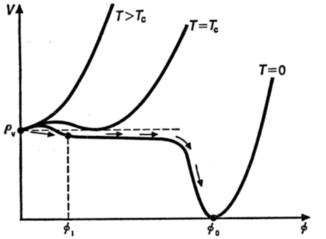


図 3 新インフレーションモデル(slow rollover model)におけるポテンシャル． 1次相転移モデルのときのように泡が発生するが，その泡の内部は $\phi=\phi_1$ であり，真空のエネルギーをもっている．しかし最終的には，ゆっくりと $\phi=\phi_0$ の状態へと落下していく．

LINDE や ALBRECHT, STEINHARDT によって考えられたのが新インフレーションモデル，もしくは slow rollover model と呼ばれるモデルである[5]．図3に示すように，このモデルでは最初の小さな山を越して1次相転移モデルと同じように泡が発生する．しかし泡の内部は $\phi=\phi_1$ の山を越したあたりの値であり，泡もその内部にほとんど ρ_v に近い真空のエネルギーをもっている．そのため，この泡もまた指数関数的な急激な膨張を続けるのである．泡の中の真空状態は矢印のようにころがり落ちながら現在の安定な真空状態 ϕ_0 に向うが，ここに到達する前にこの泡が現在の観測的な宇宙の大きさ以上に大きくなれば，地平線問題も平坦性問題も解決してしまうであろう．

しかしながら，最近の研究により，大統一理論が予言する相転移が図3のような相転移だとしても，ころがり落ちる速さが速いため上の条件を満たすほど十分なインフレーションがおこらないことがわかっている．落下の時間を長くするには，落ちつき先である ϕ_0 の値を大きくしてポテンシャルをよりゆるやかにしてやればよい．このようなモデルを最近，統一理論のモデルとして注目をあびている超対称性理論に基づいて作る試みが NANOPOULOS や STEINHARDT によって進められ，複雑ではあるがそのようなモデルが可能であることを示している[6]．

単純で魅力的なインフレーションモデルの一つ

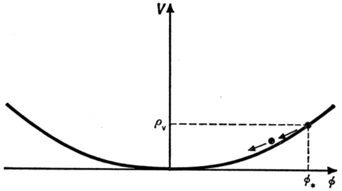


図 4 カオティック・インフレーションモデルでの真空のエネルギー密度． インフラトン場がゆるやかなポテンシャルをもつため，ϕ_* から ϕ への落下は宇宙膨張に比べて遅くそのために真空のエネルギーがもっとも主なエネルギーとなりインフレーションがおこる．

は LINDE のカオティック・インフレーションモデルであろう[7]．彼によるともはや相転移のような現象が宇宙になくても，この世界に図4のように底の浅いポテンシャルをもつスカラー場(インフレーションをおこす役目だけをになっている場であるので，この粒子はインフラトンと呼ばれる)さえあれば，プランク時刻の頃に十分インフレーションがおこるというのである．原理は単純である．プランク時刻においては，宇宙は量子重力効果によりエネルギー密度も大きくゆらいでいる．もし宇宙空間のある部分でのインフラトン場の期待値が ϕ^* だったとしよう．宇宙の膨張によって温度も下がり，量子的ゆらぎも小さくなったところで，インフラトン場は安定な状態 $\phi=0$ に向かってころがり落ちはじめるが，勾配がゆるやかなため長い時間を要する．つまりインフラトン場のもつ真空のエネルギーが宇宙の主なエネルギー密度となってしまうのでインフレーションが始まるのである．LINDE はこの勾配を調節してやることで十分なインフレーションをおこすだけでなく，落下の過程での量子的ゆらぎによって将来銀河へと成長できる密度のゆらぎをも作れると主張している[8]．

さらに最近の興味あるインフレーションモデルの一つは，カルツァ-クライン理論によるインフレーションであろう[9]．カルツァ-クライン理論は物質世界の次元を4次元からより大きい次元(例えば11次元)に拡張することにより，重力をも含む全相互作用の統一を試みる理論である．こ

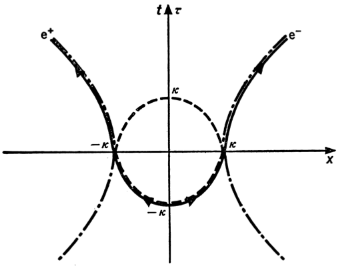


図 5 強い一様電場での電子・陽電子対の創生と軌道. 鎖線は実時間 t での軌道, 破線は虚時間 τ での軌道. 実線にそって電子対は生成・加速されていく.

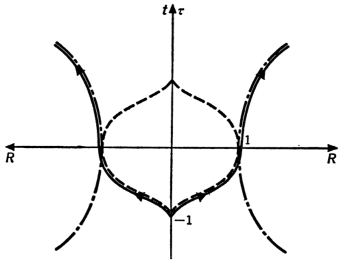


図 6 ド・ジッター宇宙の創生. 鎖線は実時間 t での宇宙膨張を, 破線は虚時間 τ でのバウンス解, もしくはド・ジッターインスタントンを示す. 宇宙は実線にそって生成・膨張すると考えられる.

の理論に基づけば, 宇宙は11次元の一様な時空として生まれたが, ある時刻(≈プランク時刻)に7次元の空間はプランク長さ程度に縮まり実質的に残りの空間が現実の空間となる. このとき, 11次空間に存在したエントロピーが3次元空間に押し込められる効果によって3次元空間が急激に膨張する可能性, また内部空間の大きさが3次元空間での宇宙項として働きインフレーションがおこる可能性などが議論されている.

インフレーションは, もともと大統一理論の重要な帰結として考えられた宇宙初期の相転移によっておこるものとして考え出された. しかし今やインフレーションは統一理論を離れて, 開闢まもないミニ宇宙を一人前の大宇宙とするメカニズムとして広く研究されているのである.

宇宙の創生とインフレーション

インフレーション宇宙論の驚くべき, しかし自然な発展は, 最近, VILENKIN[10] や HAWKING ら[11]によって展開されている宇宙の創生論であろう[12]. まず VILENKIN に従って簡単なアナロジーから出発しよう. 強い一様な電場 E の中での自発的な電子・陽電子対の発生について考える. もし仮想的に電子対が $x=0$, $t=0$ に発生したとすると距離 $\kappa=m_e/eE$ だけ走ることによって自身の静止質量だけのエネルギーを静電場から得ることができる. 位置 $\pm\kappa$ において電子対が現実に発生したとすると, その運動は $x=\pm\{\kappa^2+t^2\}^{1/2}$ によって表わされる(図5). この電子対の準古典的発生確率は $t\to-i\tau$ とウィック回転によって得られるユークリッド的ラグラジアン L_E のバウンス解, もしくはインスタントン

$$x^2+\tau^2=\kappa^2 \tag{12}$$

のアクション

$$S\equiv\int_{-\kappa}^{+\kappa}L_E\mathrm{d}\tau=\int_{-\kappa}^{+\kappa}\{m(1+(\mathrm{d}x/\mathrm{d}\tau)^2)^{1/2}-eEx\}\mathrm{d}\tau=\pi m^2/eE \tag{13}$$

によって $p\propto\exp(-S)\propto\exp(-\pi m^2/eE)$ とあたえられる. 図5のように虚数時間での運動をも重ねて示すと電子対は $\tau=-\kappa$ に原点で作られ, $\tau=t=0$ で現実世界に現われ, $t>0$ で加速されはじめるとみることができる.

次に真空のエネルギー ρ_v をもち, コンパクトな空間をもつ宇宙, ド・ジッター宇宙の創生を考えよう. 式(1), (2)において $k=+1$, $\rho(t)=\rho_v$ とおくことにより宇宙膨張の方程式は

$$\dot{R}^2+1=(8\pi G\rho_v/3)R^2 \tag{14}$$

となり, その解は

$$R(t)=l\cosh(t/l) \tag{15}$$

となる(ここで, l は式(11)で定義されているものと同じである). つまり収縮してきた宇宙が $t=0$ で $R=l$ となったとき, バウンスをおこし指数関数的膨張をはじめるという解である. ここで電子

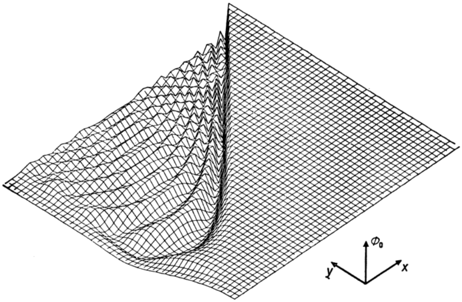


図 7 宇宙の波動関数(13). 計算の便宜上から変数(宇宙のスケール項 R, スカラー場 ϕ)から $x=R\sinh\phi$, $y=R\cosh\phi$ へと変換されて図示されている. 宇宙は($R=0$, $\phi\neq 0$)の状態(図の下側の角)から生まれ($R>0$, $\phi\to 0$), つまり左ななめ上方に向かって進化していく.

対の発生の例と同様に，ウィックク回転によりユークリッド的ラグラジアン L_E を作り，そのバウンス解を求めると

$$R(t) = l\cos(t/l) \tag{16}$$

となる. これは，ド・ジッター・インスタントンと呼ばれているものである. この宇宙の発生確率 p はこのインスタントン解のアクション

$$\begin{aligned} S &= \int_{-l}^{+l} L_E \mathrm{d}\tau \\ &= \int_{-l}^{+l} \frac{3\pi}{4G} R(-\dot{R}^2R+1-l^2R^2)\mathrm{d}\tau \\ &= (8G^2\rho_v/3)^{-1} \end{aligned} \tag{17}$$

から $p\propto\exp(-S)\propto\exp(-3/8G^2\rho_v)$ と求められる.

図6に示されているように，$\tau=-l$ に宇宙のスケール項 $R=0$ として宇宙は創生され，$\tau=t=0$ に現実のものとなり，指数関数的膨張，つまりインフレーションを始めるのである. このモデルは，真空のエネルギー ρ_v がどのようなメカニズムで作られているかには依らない. 図1のようなポテンシャルをもつヒグス場によるならば，宇宙は $\phi=0$，つまりポテンシャルの山の頂上にある状態として作られる. また，図4のようなインフラトン場に依っているなら $\phi=\phi_*$ の状態に宇宙は作られる. いずれの場合も，真空のエネルギーの高い状態は不安定であるのでインフレーションの後，真空のエネルギーは潜熱として解放され，宇宙は標準ビッグバンモデルへと移っていくのである.

いうまでもなく，このモデルの本質的な点は真空のエネルギーの存在である. 真空のエネルギーの存在によって宇宙は創生されるのであり，その値が小さければ創生確率も小さくなるのである.

最近 HAWKING とその協力者は，量子重力理論の立場から重力場のゼロ・エネルギーシュレディンガー方程式ともいうべき，ホイーラ-ドウィット方程式を解くことにより，宇宙の創生からインフレーション・膨張そしてコラプスによる消滅までの宇宙の波動関数を求めている. 宇宙の波動関数は3次元空間の計量 h_{ij}，物質場 ϕ の汎関数 $\Psi(h_{ij},\phi)$ であるが，方程式を解き，これを求めるには，一般に境界条件が必要である. HAWKING は宇宙の波動関数については境界が存在しない，というのが境界条件だと主張する. 径路積分の方法では，ある時点での波動関数はそこに到る可能な径路の汎関数積分として計算されるが，仮定する時空として，3次元空間(h_{ij},ϕ)でふちどられた閉じた多様体を採用すべきだというのが彼の主張である. 現実にはこのような無限自由度の系の解を求めるのは不可能であるので，宇宙の構造としては式(1)の $k=+1$ の場合を，物質場としては図4のような単純なポテンシャルをもった質量 m のスカラー場を考えると，ホイーラ-ドウィット方程式は単純な2次元の方程式

$$\left[\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial}{\partial R}\right)-R^2-R^{-2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}+R^4m^2\phi^2\right]$$
$$\Psi(R,\phi)=0 \tag{18}$$

となる(ただし $\sqrt{2G/3\pi}$ を単位とした単位系). HAWKING と WU(13) の数値計算によると，この波

動関数はスケール項 R が小さい初期(図6の虚時間の頃に対応)においては，割合平坦でいろいろな状態の重ね合った状態のようにみえる．やがて R の増大とともに振動をはじめ，もっとも確率の高い径路，つまり古典解にそって関数の値は大きくなる．波動関数だけをみていただけではどのような古典解に発展していったかは判然としないが，WKB近似による解析によると(1)宇宙はまず $\phi \neq 0$ の真空のエネルギーをもった状態として生まれ，(2)しばらく指数関数的膨張をした後，(3)スカラー場は $\phi=0$ の近傍まで落下し，そこで振動をはじめる．そして宇宙の膨張は減速され，ついには収縮に転じる．(4)最大半径となった以後の進化はそれ以前のものを時間反転させたものと同じであるので，フィルムを逆回転させたように収縮し消滅する，というシナリオになるのである．

このように，大統一理論の予言する真空の相転移の解析から出発したインフレーション理論は，単に標準モデルに内在していた基本的困難を解決するというだけでなく，宇宙創生の謎を解く鍵でもあったのである．1985年の現在，われわれの到達した宇宙像は次のようなものである．

“宇宙”は時間・空間・物質のまったくない“無”の状態から量子重力的効果によって創生される．創生された宇宙はプランクサイズ $\approx 10^{-34}$cm程度の閉じた宇宙であるが，それはインフレーションによってただちに何十桁，何百桁と引き延ばされ，マクロな宇宙となる．その中では銀河が生まれ，星が生まれ，また人類が誕生するというドラマが進行するが，やがて収縮消滅し“無”に帰る．Universes(宇宙)は常にこのように無からの生成・消滅をくりかえしており，われわれのすむ時空を越えたところにも無限個の宇宙が生成・消滅をくりかえしている．

ここで紹介したインフレーション宇宙創生論には，細かな点ではもちろんのこと，基本的本質的なことがらについても多くの問題が存在する．創生論の基礎となっている量子重力理論はいまだ未完の理論であり，ここで紹介したような理解・解釈にあやまりがないか自明でない．また宇宙創生・インフレーションの源である“真空のエネルギー”についても，実体はまったく不明である．統一理論に基づくインフレーション理論では，それはヒグス場のエネルギーであり，まだしも実体を感じられるが，プランク・スケールでのインフラトン場とはいったい何だろうか．

インフレーション宇宙とその創生論は，多くの問題が内在するにもかかわらず，ビッグバン宇宙論出現後，最大の理論的飛躍であろう．創生論の研究は始まったばかりであり，内在する問題の解決を通じて大きな進展が期待できる．今後の進展によってどのように宇宙創生や宇宙そのものの概念が深められていくか，たいへん楽しみである．

文　　献

(1) K. Sato: Month. Not. Roy. Astron. Soc., **195**, 467 (1981); Phys. Lett., **99 B**, 66(1981); A. H. Guth: Phys. Rev., **D 23**, 347(1981)
(2) 例えば S. Weinberg: Gravitation and Cosmology, John Wiley(1972)をみよ．
(3) より詳しくは総合報告 K. Sato: in ‘Cosmology of the Early Universe’ ed., L. Z. Fang & R. Ruffini, World Scientific(1984)pp. 165; A. D. Linde: Rep. Prog. Theor. Phys., **47**, 925(1984)
(4) K. Sato et al.: Phys. Lett., **108 B**, 103(1981)
(5) A. D. Linde: Phys. Lett., **108 B**, 389(1982); A. Albrecht & P. J. Steinhardt: Phys. Rev. Lett., **48**, 1220(1982)
(6) R. H. Brandenberger: Rev. Mod. Phys., **57**, 1(1985)およびその引用文献．
(7) A. D. Linde: Phys. Lett., **129 B**, 177(1983)
(8) ゆらぎの生成と成長については H. Kodama & M. Sasaki: Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 78(1984)が詳しく解説している．
(9) T. Koikawa & M. Yoshimura: Phys. Lett. **B 155**, 137 (1985); Y. Okada: Phys. Lett., **150 B**, 103(1985); H. Ishihara: Prog. Theor. Phys., **72**, 376(1984); 前田恵一: 日本物理学誌, **40**, 12月号, 953(1985)およびその引用文献
(10) A. Vilenkin: Phys. Rev., **D 27**, 2848(1983); **D 30**, 509 (1984)
(11) J. B. Hartle & S. W. Hawking: Phys. Rev., **D 28**, 2960 (1983); S. W. Hawking: Nucl. Phys., **B 239**, 257(1984); S. W. Hawking & J. C. Luttrell: Phys. Lett., **143 B**, 83 (1984); Nucl. Phys., **B 247**, 250(1984)
(12) 小玉英雄: 日本物理学会誌, **40**, 8月号, 618(1984)
(13) S. W. Hawking & Z. C. Wu: Phys. Lett., **151 B**, 15 (1985)

4 高次元宇宙

——膨張宇宙と内部空間の生成——

前田恵一*

ミクロな世界の窮極理論の最有力候補として現在注目されている超ひも理論は高次元時空において構成される．現実に次元の数が4より高ければ宇宙初期などに大きな影響を与える．このような理論を基礎にすると，どんな宇宙論が考えられるか，またわれわれの住む4次元時空はどのように実現されたのか．

素粒子の統一理論と高次元

われわれの住むこの世界が，実は4次元(時間1次元，空間3次元)ではないかもしれないなどといえば，直ちに“そんな馬鹿なことを…”といわれるかもしれない．確かに時間は一つしかないし**，空間も縦・横・高さと三つに決まっている．もちろん人間(または地球や太陽系)のスケールでは確かにそうであるが，超ミクロの世界のスケールでも果してそうであろうか．現在の高エネルギー加速器実験で到達できるエネルギーは 10^3 GeVぐらいで，そのエネルギーによって知ることのできる構造はせいぜい 10^{-16} cm ぐらいまでである．それ以下の構造(時空構造を含め)に関して，われわれはまだ何も知らないのである．つまり，それより小さなスケールで空間が3次元であるという保障はないのである．そこで，プランク・スケール($\sim 10^{-33}$ cm)まで議論を拡張している最近の素粒子論の展開において，高次元時空が急に注目されるようになったのである．

ミクロの世界を記述する素粒子物理学の最大のテーマは，窮極理論(Theory of Everything)をみつけ，基本相互作用(力)の統一をなし遂げることである．自然界には，われわれが実際に感じることのできる重力と電磁相互作用，さらにはミクロなスケールで現われる強い相互作用や弱い相互作用の四つの基本相互作用が存在する．このうち，電磁相互作用と弱い相互作用はWEINBERGとSALAMによって統一され，またクォークやハドロンの強い相互作用は量子色力学により理解されると考えられている．これら三つの基本相互作用は，ゲージ理論によって統一的に理解され，より大きなゲージ群を使った大統一理論(Grand Unified Theories—GUT)が提案されている．さらには，力(ゲージ場…ボーズ粒子)と物質(フェルミ粒子)を統一的に理解する超対称理論や超重力理論も提案されている．

重力と他の相互作用を統一しようとする試みは，はじめKALUZA(1921)[(1)]とKLEIN(1926)[(2)]によって，4より高い次元を使って成された．彼らは5次元時空を考え，計量の4次元部分はアインシュタイン理論を表わすとし，5次元部分を電磁場のベクトル・ポテンシャルと同一視した．これによって5次元のアインシュタイン-ヒルベルト作用から4次元のアインシュタイン-ヒルベルト作用と電磁場の作用を導き出した．この理論では，“素粒子”の質量が重くなりすぎるので現実的なモデルとはみなされなかったが，電磁場を幾何学的に高次元時空において重力と統一的に理解しようとした最初の試みであった．

その後近年になり，最大の自由度をもつ超重力理論が11次元時空において構成される非常に簡単な超重力理論と同一であることが示されてから，超カルーツァ-クライン高次元理論が再び脚光を浴びることになった[(3)]．それと同時に，理論を構

---

* Kei-ichi MAEDA International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy.

** 時間が二つ以上存在すると因果律を破り(少なくとも巨視的なスケールでは)，論理的困難を生じるので，以下での高次元はすべて空間的次元で余分な次元を加える．

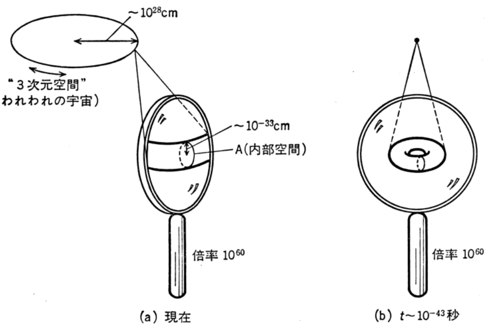


図 1　(a)高次元理論における現在の宇宙モデル．2次元トーラスは一方の円A(内部空間に対応)の半径が非常に小さいと実質的には1次元の円(われわれの3次元空間に対応)に見える．(b)プランク時代(~10^{-43}秒)にはわれわれの宇宙の半径も内部空間の半径と同じぐらいになり，宇宙は高次元時空(図では2次元トーラス)で記述される．

成する要素である高次元時空を単に数学的手段とはみなさず，実在するものと考えるようになった．その後の研究でこの11次元超カルーツァ-クライン理論は成功しないことがわかり，それに代わるものとして，最近では超ひも理論が提案され大きな関心を集めている(4)(5)(6)．この理論は10次元(または26次元)時空において構成されるまったく新しい理論(従来の"場の理論"を超えたものという意味)である．そこでは基本構成子は粒子ではなく，拡がりをもった"ひも"であると考える．この"ひも"から，なんと現在知られているすべての"素粒子"(重力子，ゲージ場フェルミ粒子など)を導き出すという驚くべき魔法の"ひも"をもつ理論である．さらに場の量子論の積年の問題である"発散の困難"をも解決しそうである．多くの理論家が色めき立つのに十分な理由のある，魅力のある理論である．

このような高次元理論が正しく，高次元時空が実在するとすれば宇宙，特に宇宙初期の物理は大きく変えられるであろう．また，現在われわれの宇宙は少なくとも見かけ上は4次元的であるから，この4次元時空がどのように高次元理論から生成されてきたのかという，重要な問題が浮び上がってくる．ここではそうした問題について考えてみる．

なぜ時空は高次元でもよいか？

現在われわれの住んでいる世界はまぎれもなく4次元時空である．では，もし高次元時空が現実のものなら，われわれの4次元時空とどう折合いをつけて考えればよいのであろうか．それを2次元トーラスを例にとって説明する．図1aのように2次元トーラスの面上で，円Aの半径が目に見えないほど小さければ，実質的には次元が低い1次元の大きな円だけが見える．このように，高次元時空でも現在の宇宙では4次元以外の"余分な"次元の空間(内部空間)が観測不可能なぐらい小さくコンパクト化され(~10^{-33} cm)，われわれの"目"には見えなくなっていればよいのである．

ではこのような"目"に見えない"余分な"(extra)次元の内部空間の存在が物理的に意味があるのだろうか？　カルーツァ-クライン理論では力を統一するためのゲージ場の対称性をこの内部空間の対称性から幾何学的に説明する．すなわち，ゲージ変換は一種の一般座標変換であるという見方をとる．またひも理論では，10次元や26次元にすることによってアノマリーや発散問題といった量子化に伴う矛盾が解決されてくるのである．このように"余分な次元"は決して余分のものではないのである．

ではそのような小さな余分な次元の存在を確かめることができるであろうか？　またかつて高次

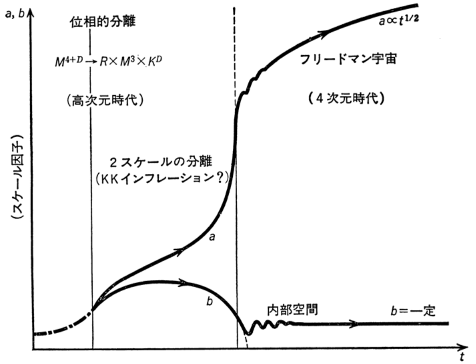


図 2　高次元宇宙のシナリオ. まず"対称性の自発的破れ"によって3次元空間と内部空間の位相分離がおこり，その後二つのスケールが宇宙の進化とともに分離し，3次元空間はフリードマン宇宙に，内部空間は半径一定の空間に漸近的に近づく．2スケールの分離の時にカルーツァ-クラインタイプのインフレーションがおこるかもしれない．

元であったことの痕跡が存在するのであろうか？　プランク・スケールの構造を調べるには非常な高エネルギー(～10^{19} GeV)が必要であり，現在の加速器実験では到達できない．ところが自然界にはそれが可能であった出来事があるのである．それが宇宙初期である．

われわれの宇宙は膨張しているので，過去に遡るとその空間はどんどん小さくなる．前述の2次元トーラスの図(図1b)でいえば，プランク時代(～10^{-43}秒)では，われわれの空間(B)と内部空間(A)のスケールがほぼ等しかったことになる．このような非常な初期の宇宙では内部空間の存在も"目"に見えてくるに違いない．そこでは通常の4次元アインシュタイン理論から予言されるのとは異なった宇宙の進化になるだろう．はたして，高次元時空がうまく膨張宇宙と内部空間に分かれてくれるのであろうか？　また逆に高次元理論を考えることによって，従来の宇宙論の諸問題が解決されることにはならないであろうか？　このような問題を研究するのが高次元宇宙論であり，まだ始まったばかりである．以下に研究の現状を簡単に紹介する[7]．

高次元宇宙進化のシナリオ

高次元時空において宇宙の始まりはどんなものであっただろうか．それを予測する理論的根拠は必ずしも明確でないが，例えば統一理論の立場に立ってわれわれの3次元空間と内部空間を差別しない立場，すなわち宇宙は高次元的な意味で一様・等方(例えば10次元ミンコフスキー空間)であったとする立場がありえる．これが現在の宇宙に近づくためにはまず何らかの"対称性の自発的破れ"によって3次元空間と内部空間が位相的に分離されなければならない．このメカニズムはまったくわかっていない．量子トンネル効果によってそのようなトポロジーの変化が可能かもしれない．ここではそのような位相分離が何かのメカニズムでおこったとして，その後の進化を考えよう(図2)．

このトポロジー変化はプランク時代におこったと予想されるが，その時代では図1bのトーラスのようにわれわれの住んでいる3次元空間の大きさ$a(t)$と内部空間の大きさ$b(t)$はほぼ同じ大きさであったであろう．その計量を

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\, d\boldsymbol{x}^2 + b^2(t) ds_D^2 \qquad (1)$$

と表わそう．ここでD次元内部空間は位相的にコンパクトとし，その計量をds_D^2とする．一般に二つのスケール因子$a(t), b(t)$は時間tとともに変化する．前に述べたように，現在3次元空間(a)は100億光年をはるかに越える宇宙論的なサイズであるのに対し，内部空間の大きさ(b)はプラン

ク長さ程度と考える.

CHODOS と DETWEILER はこのサイズの差を時空のダイナミクスの差で説明しようとした[8]. つまり, 内部空間として D 次元トーラスを考えて高次元アインシュタイン方程式の真空解を求めると

$$\begin{cases} a \propto t^{p_1} & p_1 = \dfrac{3 \pm \sqrt{3D(D+2)}}{3(D+3)} \\ b \propto t^{p_2} & p_2 = \dfrac{D \mp \sqrt{3D(D+2)}}{D(D+3)} \end{cases} \quad (2)$$

となる. $p_1>0, p_2<0$ の解を考えると, a は時間とともに増大し, b は収縮する. この高次元時空における宇宙の非等方膨張によって, 宇宙の長い年月が二つのスケールに大きな差を生じさせたというのである. このアイデアはより複雑で現実的な高次元理論を考えるときにも基本的な考え方となっている. この両スケールの分離が十分に達成された後に, 内部収縮はどこかで止まり, 一定の半径に近づかねばならない. そうでなければ, 高次元理論では NEWTON の万有引力定数やゲージ結合定数(例えば電荷 e)が内部空間の半径によって決まっているので, 一般にはそれらが時間的に変化することになり, 考えているモデルに強い制限を与える[9]. また4次元時空はわれわれの膨張宇宙(フリードマン宇宙)に進化していかなければならない. その後は従来の4次元宇宙論で考えられているのと同様に, 元素合成や銀河形成などがおこり, 現在の宇宙が完成したと考えるわけである.

以下ではこのようなシナリオが可能かどうかについて考えてみよう.

高次元時代——カルーツァ-クラインインフレーション

実質的に現在のような4次元時空に落ちつく前の時代("高次元時代"と呼ぶ)には, 前に述べた宇宙の非等方膨張による二つのスケール(3次元空間と内部空間)の分離が必要であるとともに, 新しいタイプのインフレーションがおこることも期待できる.

インフレーションという考え方は, 初め GUT 宇宙論において導入されたが, 通常のビッグバン宇宙論における諸問題(地平線・平坦性・モノポール問題など)が解決できるという点で宇宙論に斬新なアイデアをもたらした[10]. このインフレーション(宇宙の指数的膨張)がある時期におこれば, 上の諸問題は GUT なしにも解決されるであろう. さらに高次元理論では, インフレーション(ここでは3次元空間の急激な膨張を意味する)の存在によって両スケールの分離が容易になるため, その存在を捜すのは重要である.

高次元宇宙論では GUT 宇宙論におけるヒグス場によるインフレーション(4次元理論で存在)以外に, 二つのインフレーションが考えられる. 一つは GUT インフレーションと同タイプで, ヒグス場の代りに内部空間の半径($\ln b$)を使う方法である[11][12]. 4次元時空からみると $\ln b$ はスカラー場のように振舞い, そのポテンシャルが平衡不安定点をもっているようなモデルを考えることができる. この平衡点近くを内部空間の半径 b がゆっくりと安定点に向かって"転がっている"あいだ, ポテンシャルエネルギーは宇宙項として働き, 3次元空間の指数的膨張をひきおこす. 適当な期間のインフレーションの後, 安定な[フリードマン宇宙]×[定常内部空間]の解に近づく. しかしこの方法で十分なインフレーションをおこすためには宇宙の初期条件の微調整が必要であり, なお問題が残る.

もう一つのインフレーションの方法は高次元宇宙特有のものである[13]. 大雑把にいうと, 内部空間が正曲率をもって閉じているため, いったん膨張してもやがて収縮し, 特異点($b=0$)に崩壊する. 高次元宇宙では3次元空間と内部空間はまったく独立に変化できるわけではなく, 高次元アインシュタイン方程式を通じ, お互いに影響をおよぼし合う. つまり4次元部分(a)の方程式には内部空間からの影響がちょうど時間に依存する宇宙項($\Lambda \sim -\dot{a}\dot{b}$)として現われる. b の急激な収縮に伴い, $\Lambda(>0)$ が時間的に増加するので, 通常のインフレーション(指数膨張)よりも一層強いインフレーションが発生する(図3). このインフレーションは内部空間の曲率が主な要因で, 高次元宇宙論一般に普遍的に存在する.

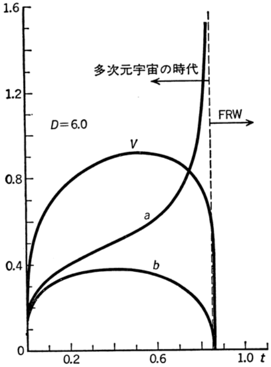


図 3　高次元時代の宇宙の進化. 曲率の存在により内部空間(半径 b)は膨張から収縮に転ずる一方，3 次元空間(半径 a)は b の収縮とともに急激な膨張をする．高次元空間の体積 $V=a^3b^D$ の振舞いも b に似て，あるところから減少しはじめる．a と b の分離が十分進んだ段階で a はフリードマン宇宙(FRW)の時代に入る．

さらにこの種のインフレーションによって宇宙のエントロピー問題が解決されるかもしれない．現在の宇宙のエントロピーは $S{\sim}10^{88}$ で非常に大きい．これを説明するのも宇宙論の一つの大きな課題であるが，GUT 宇宙論では，真空のエネルギーを熱輻射に変換することによってこれを説明する．高次元宇宙論では別の可能性も考えられる．例えば宇宙初期に高次元的熱平衡状態にあったとすると，高次元的には断熱的(エントロピー一定)でも内部空間の収縮によって 3 次元空間からみたエントロピーが増大する．つまり全エントロピー $S_{\mathrm{TOT}}\equiv a^3b^DT^{3+D}$ (T は温度)は一定でも，3 次元空間からみたエントロピー $S_3\equiv a^3T^3=(a/b)^{3D/(3+D)}S_{\mathrm{TOT}}{}^{3/(3+D)}$ は $b\to 0$ のとき無限大になる．内部空間のエントロピーが 3 次元空間に滲み出してくるのである[14]．残念ながら ABBOTT たち[15]の定量的評価によると，時空が 40 次元以上でないと十分なエントロピーが得られず，現在の値を説明するメカニズムとしては不自然である．しかし，もし宇宙の非等方膨張による量子的粒子対生成効果等による非断熱的過程(本当のエントロピー生成)を考慮すれば，次元を 10〜20 次元に下げることができるかもしれない[16][17]．

上述のインフレーション-エントロピー生成メカニズムでは，内部空間の急な収縮，つまり内部空間がスカラー曲率をもつことが本質的であった．しかし，最近話題のひも理論を基礎にした高次元宇宙では内部空間はリッチ平坦(リッチ・テンソルがゼロ)だと考えられているので，その場合には上のメカニズムはまったく働かず，宇宙モデルはこの節で議論したものとまったく異なるかもしれない．しかし，ごく最近の研究ではこのリッチ平坦性に対する疑問も提出されている．この分野の研究は現在進行中で，簡単には前述の CHODOS-DETWEILER のモデル(内部空間はトーラスでリッチ平坦)に近いものになると思われる[18]．また曲率 2 乗項なども現われるので，まったく新しい進化のシナリオも考えられる．

4 次元時代——フリードマン宇宙へ

高次元時代を経た後はわれわれの宇宙，すなわち[4 次元フリードマン宇宙]×[定常内部空間]($F^4\times K$)，が実現されなければならない．ところがプランク時代では高次元であったのだから，その時空は現実の宇宙とは似ても似つかぬものであった．そのようなものが必然的に現在の宇宙になるためにはフリードマン宇宙の解($F^4\times K$ 解)が非常に安定であること，すなわち，考えている力学系の**アトラクター**であることが必要である．4 次元理論においては，宇宙原理によって一様等方性を仮定すれば(または何らかの一様等方化のメカニズムを考えれば)，フリードマン宇宙が唯一で，自然に現在の宇宙を説明できる．しかし，高次元理論では $F^4\times K$ 解は高次元的には非等方(4 次元は膨張宇宙で他の次元は定常空間)であるので，宇宙が何故そのように特別な非等方宇宙に進化していったのかを説明するには力学系自体の性質のなかにその原因がなければならない．

まず必要な条件の一つは考えているモデルで $F^4\times K$ 解が存在し，摂動に対して安定であることである[19]．カルーツァ-クラインタイプの統一理論で一番の問題点は，そのような解の存在のため

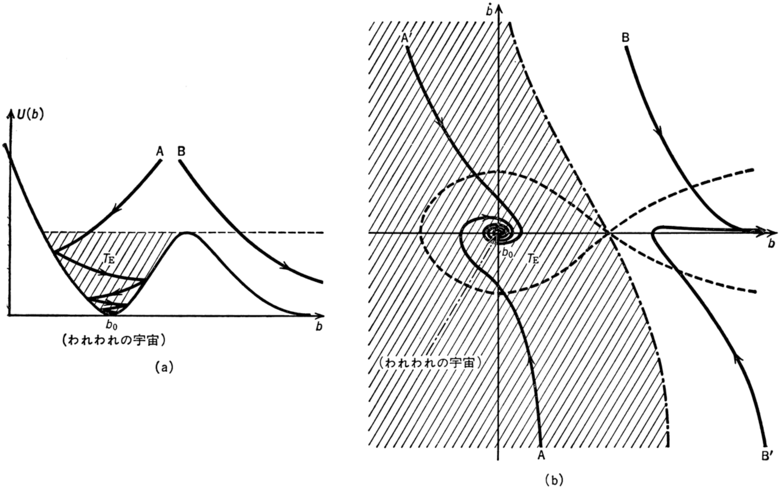


図 4　(a)高次元理論でよく現われるポテンシャル．$b=b_0$ が現在のわれわれの宇宙に対応．実線 A のように宇宙が進化すると現在の宇宙が実現されるが，実線 B の場合にはまったく異なった宇宙に進化する．
(b)(a)のポテンシャルで記述されるモデルの相図．$(b, \dot{b}=db/dt)_0$，すなわち$(b=b_0, \dot{b}=0)$がわれわれの宇宙に対応．実線 A や A′ の場合，らせんに沿って宇宙はフリードマン宇宙に近づく．

に導入されたパラメター(例えば宇宙項)の微調整が必要であり，どうしてその値が選ばれたのかの説明がむずかしいことである．すべてのパラメターを演繹する超ひも理論においては，そのような微調整が自動的になされる可能性は残されている．いまこの困難には一応目をつぶるとしても，多くのモデルで $F^4\times K$ 解は高次元空間の体積 $V=a^3 b^D$ が増大するときにはアトラクターになることが示せる[20]．つまりある有限の範囲の初期条件に対して宇宙は必ず $F^4\times K$ 解に漸近的に近づくのである(図 4)．例えば多くのモデル(ひも理論を基礎にしたあるモデルを含め)では，図 4a のようなポテンシャルが現われる．この場合，図 4b の相図のように，ある範囲(斜線部)の初期条件に対しては現在の宇宙がアトラクターとして実現される．他の初期条件では導入された宇宙項によって両スケール(a, b)がともに指数的に膨張する解にいく可能性がある(実線 B)．この場合はわれわれの宇宙には近づかないことになる．

われわれの宇宙がどの程度自然に実現されるかは，考えている統一理論のモデルによる．例えば，6 次元，$N=2$ 超重力理論は好ましいモデルの一つである．このモデルでは理論に始めから 6 次元宇宙項が含まれており，4 次元宇宙項を消すには内部空間の半径と，あるスカラー場の間にある関係が必要であるが，6 次元アインシュタイン方程式を解くと，この関係式を満足するような解に漸近的に近づくことが示せる[21]．この理論では宇宙の進化が 4 次元宇宙項を 0 にもっていくのである．さらに，あらゆる初期条件(時間反転の解を別にすれば)に対して解は $F^4\times K$ 解に近づく．つまりフリードマン宇宙の唯一性を示すことができるのである[21]．

また図 3 のようなポテンシャルの場合にも，宇宙が“無”から量子的に生成されるという量子宇宙論のシナリオ[22][23]を考えれば，宇宙はポテンシャルの山の頂上や高い部分に高い確率で古典的な時空として出現するので現在の宇宙に到達する

確率は高くなると思われる.

前節のインフレーションの議論に関連して重要なことは，$F^4 \times K$ 解がアトラクターとなるためには高次元空間の体積 V が増加することが必要であることである．カルーツァ-クラインタイプのインフレーションでは V がインフレーション末期に減少している(図3)ので，インフレーション後に $F^4 \times K$ 解に近づかない[20]．つまりカルーツァ-クラインタイプのインフレーションとフリードマン宇宙はつながらず，一貫したシナリオは現在のところ作れない．ひも理論を基礎にしたモデルでどうなるかは，まだ明らかにされていない．著者の考えでは現実的なインフレーションは必ずしも GUT 時期でなくてよいが，やはり GUT タイプのものが望ましいと思う．

量子論的効果

プランク時代前後の時空のダイナミクスでは，当然のことながら量子論的な効果が重要になってくる．しかし，これらを正確に考慮した取扱いはむずかしく十分な解析はなされていない．以下ではいくつかのトピックスを紹介するに止める．

ピルゴン

コンパクト化された内部空間はその有限さからくる量子的効果をもってくる．一つは量子的な反発力が現われて重力での無限の収縮を押える役目である．二つにはこの空間での粒子のエネルギーは零点エネルギーがプランクエネルギー程度にもなり，さらに励起エネルギーもこの程度の間隔となる．これらのエネルギーは外の4次元時空からみれば質量として観測される．このような粒子はピルゴン(pyrgon)と呼ばれている．

高次元理論の宇宙論的痕跡として，このピルゴンがプランク質量($\sim 10^{-5}$ g)程度の重い粒子として現在まで残ってしまうかもしれないという問題がある[24]．宇宙初期がプランク温度($\sim 10^{32}$ K)ぐらいの高温熱平衡状態にあればピルゴンが存在し，その後の宇宙進化過程において対消滅による減少は不十分で，それらの粒子による宇宙密度が臨界密度を越え現在の観測と矛盾することになる．この問題を解決するにはピルゴンが不安定粒子で十分初期に崩壊してしまうか，宇宙進化の歴史でプランク温度に達するような高温状態にはならなかったと考えるしかない．

量子的粒子生成による等方化に抗して

現在の4次元宇宙を等方化するメカニズムとして，ZEL'DOVICH は非等方膨張宇宙における量子的粒子対生成を考えた[25]．非等方膨張宇宙では，曲がった時空の時間的変化によって粒子が時空を等方化する傾向で対生成される．このため，プランク時代にこの現象を考慮すると，たとえ4次元非等方宇宙から始まったとしても，十分速く等方化されて現在のような等方宇宙になったと理解される．

ところが，この効果を高次元宇宙モデルで考えると困難を生じることが予想される．高次元時代に宇宙の非等方膨張が二つのスケールを分離し，現在の4次元宇宙になることは前に述べた．しかしこの量子対生成効果を考慮すると宇宙は高次元の意味で等方化されるかもしれない．実際 CHODOS-DETWEILER のモデルでは粒子対生成によって二つのスケールはその分離が十分おこる前に同じように膨張する高次元等方宇宙に移行する[26]．現在のような4次元膨張宇宙にはならないのである．

カルーツァ-クライン理論のより現実的なモデル(内部空間が曲率をもつ場合)では初期に等方化がおこるが，最終的には曲率の効果が効いて前述のカルーツァ-クラインインフレーションがおこり，二つのスケール分離が可能となる[27]．しかしひも理論で提案されているようなリッチ平坦な内部空間では，CHODOS-DETWEILER のモデルと同様の現象がおこり，この粒子対生成効果は高次元から4次元の膨張宇宙をつくる上で大きな障害になるかもしれない．

上限温度：新たな相転移？

ハドロンのひも模型が考えられた1970年当時，温度に上限($\sim$200 MeV)が存在することが議論された．同様のことが超ひも理論でもおこる[28]．エネルギーをいくら系に注ぎ込んでも，それはひもの新しい振動を励起するのに使われるだけで温

度上昇につながらない．ハドロンのひも模型のときには，この上限温度は本当に温度に上限が存在するということではなく，相転移を示すものであった．つまりそれより上の温度ではハドロンの状態ではなく，クォークという新しい相に変化する．統一理論としてのひも理論は重力を含むので，理論に含まれる唯一のパラメター(ひもの張力)はプランク単位で1ぐらいで，上限温度もプランク温度程度になる．もしこの上限温度の存在がハドロン物理の場合と同様に相転移の兆候だとすれば，プランク温度以上では相が変わってまったく新しい物理が現われるのかもしれない．現在のひも理論はそういった基礎理論の一つの現象論的表現かもしれない．それが，宇宙の特異性問題の解決など，プランク時代以前の宇宙の起源と関係している可能性もある．

ブラックホールと高次元

高次元理論を考える場合，宇宙論と並んで重要な影響を受けると思われる分野にブラックホールの物理がある．十分重い星は重力崩壊の後ブラックホールになり，現在でもおこっている．ブラックホール内部では特異点が形成されるが，それは事象の地平線に囲まれて外からはみえないし，その影響も地平線の外部に伝わらない．われわれはブラックホール内部に落ち込まないかぎり安心していられるのである．ところがもし次元が4より高いとSCHWARZSCHILDやKERRのブラックホールの唯一性定理が成立しない．実際，裸の特異性をもった解や特異性の現われない解が存在する[(29)(30)]．つまり，高次元理論においては重力崩壊の最終時空構造に関しては真空定常解からは何ら予言できないことになる．動的な解析をすると，星の内部では$F^4\times K$時空が不安定になり内部空間の半径が無限に大きくなる．つまり宇宙初期同様，星が重力崩壊するときの最終段階では内部は4次元時空から高次元時空になる．このことが星の最終時空構造の議論を大きく変えるかもしれないし，また何らかの高次元時空の天体物理学的痕跡がみられる可能性もでてくる．例えば内部空間の半径が外部4次元時空にスカラー波として伝播し，NEWTONの万有引力定数や単位電荷の時間的変化が観測されるかもしれないし，また外部時空もシュバルツシルト半径近くでは通常のブラックホール解とまったく異なった振舞いをする解になるかもしれない．これらの研究は始まったばかりで現段階では確定したことはいえないが，今後の研究が期待される．

4次元の意味：残された課題

この小論では高次元理論の宇宙論的および天体物理学的痕跡を含め，統一理論から予言される高次元時空からどのように現在のわれわれの住む4次元宇宙が実現されるかを議論した．そしてある有限確率でそれがおこることを知った．しかし初めに述べたように，プランク時代に高次元空間から4次元時空と内部空間の位相的分離がおこることを前提としている．だから“何故膨張する時空と定常内部空間になってきたか？”という問いに答える手掛りは得られたといえるが，“では何故3でも5でもなく4なのか？”という問いには答えられない．そういう意味では“4次元の意味”を完全に説明できたわけではない．今後の研究により，“何故われわれの世界が4次元であるのか”，“何故10次元や26次元ではないのか”といった点も解明されなければ，われわれは本当の宇宙の歴史を知ったことにはならないであろう．

文　献

(1) Th. KALUZA: Sitzungber. Preuss, Akad. Wiss. Berlin, Math. Phys. (1921) p. 966
(2) O. KLEIN: Z. Phys., **37**, 895(1926)
(3) 藤井保憲：科学，**54**，679(1984)
(4) J. H. SCHWARZ: Phys. Report, **89**, 223(1982)
(5) J. H. SCHWARZ 編: Superstrings——The first 15 years of superstring theory, World Scientific (1985)
(6) 吉川圭二：科学朝日，11月号(1985) p. 60
(7) 前田恵一：日本物理学会誌，**40**，953(1985)
(8) A. CHODOS & S. DETWEILER: Phys. Rev., **D 21**, 2167(1980)
(9) W. J. MARCIANO: Phys. Rev. Lett., **52**, 489(1984)
(10) 佐藤勝彦：科学，**55**，596(1985)
(11) Q. SHAFI & C. WETTERICH: Phys. Lett., **129 B**, 387 (1983); **152 B**, 51(1985)

(12) Y. OKADA: Phys. Lett., **150 B**, 103 (1985)
(13) D. SAHDEV: Phys. Lett., **137 B**, 155 (1984)
(14) E. ALVAREZ & M. B. GAVELA: Phys. Rev. Lett., **51**, 931 (1983)
(15) R. B. ABBOTT et al.: Phys. Rev., **D 30**, 720 (1984); **31**, 673 (1985)
(16) K. MAEDA: Phys. Rev., **D 32**, 2528 (1985)
(17) K. TOMITA & H. ISHIHARA: Phys. Rev., **D 32**, 1935 (1985)
(18) K. MAEDA: Phys. Lett., **166 B**, 59 (1986)
(19) D. BAILIN et al.: Phys. Lett., **142 B**, 344 (1984)
(20) K. MAEDA: Classical and Quantum Gravity, **3**, 651 (1986)
(21) K. MAEDA & H. NISHINO: Phys. Lett., **154 B**, 358 (1985); Phys. Lett., **158 B**, 381 (1985)
(22) S. W. HAWKING: in 'Relativity, Groups and Topology II', ed. by B. S. DE WITT & R. STORA, North Holland (1984)
(23) A. VILENKIN: Nucl, Phys., **B 252**, 141 (1985)
(24) E. W. KOLB & R. SLANSKY: Phys. Lett., **135 B**, 378 (1984)
(25) Ya. B. ZEL'DOVICH: JETP Lett., **12**, 307 (1970)
(26) K. MAEDA: Phys. Lett., **138 B**, 269 (1984); Phys. Rev., **D 30**, 2482 (1984)
(27) T. KOIKAWA & K. MAEDA: Phys. Lett., **149 B**, 28 (1984)
(28) S. H. H. TYE: Phys. Lett., **158 B**, 388 (1985)
(29) A. CHODOS & S. DETWEILER: Gen. Rel. Grav., **14**, 879 (1982)
(30) D. J. GROSS & M. J. PERRY: Nucl. Phys., **B 226**, 29 (1983)



5　宇宙論の現状

二間瀬敏史

宇宙論が実証科学の段階に入ったのは，1965年，宇宙全体をみたす3K黒体輻射が偶然に発見されてからで，最近のことである．この発見で，1940年代にGAMOWが唱えたホットビッグバン理論が確立され，また輻射と物質の相互作用が切れた時点(宇宙の大きさが今の1000分の1)ですでに宇宙が一様・等方であったことが確認された．ビッグバン理論に基づく元素合成の計算や銀河形成の研究は，1960年代後半から70年代初めにかけ各国で行なわれ，宇宙論ブームとなった．特に一様・等方という最も簡単な膨張宇宙モデルを用いて計算されたヘリウム量は，観測とかなりよく一致し，さらにさかのぼって元素合成の時点(宇宙の大きさが今の100億分の1)で宇宙は一様・等方であったことが確からしくなった．

この後，1970年代後半まで宇宙論は小休止の状態であったようだ．これは元素合成時点よりさらに高いエネルギーの物理を記述する理論が手さぐりの状態にあったこと，また宇宙論で残っている問題がバリオン数非対称や地平線問題などといったような，あまりに基本的な問題であったことによると思われる．もちろん弱い相互作用と電磁相互作用をゲージ理論として統一するワインバーグ-サラム理論は60年代後半に提出され，70年代中頃までには多くの人の認めるところとなり，また強い相互作用もゲージ理論で記述できることが確からしくなっていた．さらに70年代中頃には，これら三つの相互作用すべてを一つのゲージ対称性として統一する試み(大統一理論)も始められ，バリオン数非保存，モノポールの存在などが予言された．しかしこれらの理論を宇宙論に大胆に適用するには，まだ機が熟していなかったようである．

1978年，吉村によって宇宙のバリオン数非対称が大統一理論で説明できることが示されると事情は一変し，多くの素粒子論研究者が理論の実験室として宇宙初期に注目しはじめた[(1)]．これにさらに拍車をかけたのが佐藤勝彦，GUTHによるインフレーション宇宙の提唱であった[(2)]．これは宇宙初期のある時期に，ある期間，宇宙が指数関数的に急速な膨張をすると，地平線問題をはじめ宇宙論の多くの基本的問題が解決できることを示したもので，その後の宇宙論，素粒子論にとってうまいインフレーションのシナリオができるかどうかが一つの大きな正否の判断基準と考えられるほど，重要な寄与であった．また元素合成の詳しい再計算も行なわれ，それから質量がゼロの粒子の種類また宇宙のバリオン数の制限などが導かれ[(3)]，いまや宇宙論と素粒子論とは一心同体の状況になっている．

素粒子論ではその後，重力をも統一する超重力理論，カルツァ-クライン理論，超ひも理論などが提案されており，それを宇宙論に適用する試みもなされている．現在，最も注目を集めているのは，超ひも理論のなかのヘテロティクストリングとよばれる理論である[(4)]．超ひも理論は60年代から70年代にかけてはやった，ハドロンをひもとして記述する理論の超対称化である．超対称性(ボソンとフェルミオンの間の変換に対する対称性)の存在は，ごく近い将来，実験的に確認されると期待されており，その候補の現象もみつかっている(p.121注目浴びる超対称性理論参照)．ヘテロティクストリングは，10次元時空に存在する輪ゴムのような閉じたひもで，ひもの上の振動のモードが右回りと左回りで全く違っているという奇妙な理論である．左回りは26次元ボソン理論を10次元にコンパクト化したもの，右回りは10次元の超対称性をもった理論で，26次元を10次元にコンパクト化するとき，ゲージ群がほとんどユニークに決まってしまう．

このヘテロティクストリングの場の理論への極限をとると10次元超重力理論プラス時空の曲率

からつくられる項がでてくる．この項のおかげで10次元は4次元理論に非常にうまくコンパクト化され，そのときの6次元内部空間のトポロジーから原理的にはすべての結合定数，質量，世代の数などが決まってしまう．またこの理論は場の理論に特有の無限大がでてこず，すべての量が有限であり，宇宙定数がゼロであることの説明もできるのではないかと期待されている．今のところすべてをうまく説明するトポロジーをもった内部空間はみつかっていないが，可能な内部空間の数は10万のオーダーあるといわれ，そのなかのどれかがうまいトポロジーをもっていると考えられている．

またこの理論で興味深い点は，プランクスケール以上で時空の概念の根本的な変更を強いられることである．一般相対論では時空はリーマン幾何学で記述されるが，単にコンパクト化がおこる前の10次元時空をリーマン空間と考えるのではなく，別の幾何学でおきかえる必要が模索されている．この点に関して時空のスピノルを用いた記述であるPENROSEのツイスター理論[5]との関連が示唆され，注目されている．

E. WITTENによれば，D. GROSSらのヘテロティクストリングに関する論文は，"今世紀で最も重要な論文の一つ"だそうであるが，26次元と10次元の奇妙な組合せではなく，26次元だけからヘテロティクストリングと同等な理論を出す試みもなされている．理論自体がまだ固まっておらず，それで宇宙論を論じるのはまだ時期尚早のように思われる．またプランクエネルギー以上を扱えるこの理論を実証する手だてがあるのかないのかもわかっていない．

一方，観測と非常につながりが強く，まだ解決されていない問題として銀河の生成がある．銀河あるいは銀河団の種になる密度ゆらぎの起源としては，インフレーション膨張の間のスカラー場の量子的ゆらぎなどが考えられている．膨張宇宙での密度ゆらぎの問題はそのスケールが地平線以上だと物理的意味がはっきりせず理論的困難があったが，1980年，J. BARDEENによりゲージ不変な密度ゆらぎの定式化がなされ[6]，それ以後，活発に研究されている．

銀河形成のシナリオは大きくわけて二つある．一つは銀河団あるいは超銀河団に匹敵するスケールのゆらぎが成長し，それが重力収縮する過程で銀河をつくっていったとする立場で，他方は，まず球状星団程度の小さなゆらぎが成長し，それらがお互いの重力で集合して銀河ができ，そして銀河はまた銀河団へ，銀河団は超銀河団へとより集まったとする立場である．ここ数年の観測によると，銀河あるいは銀河団は鎖状あるいは殻状に分布し，その間には銀河の全く存在しないボイドとよばれる巨大な領域が存在する．このような宇宙の構造を説明するには，二つの立場はどちらも一長一短である．

またこの二つの立場は宇宙の"隠れた質量"を担う物質がなんであるかにもよっており，1種類の安定な素粒子(例えば数十eVの質量をもったニュートリノ，あるいはアキシオンなど)だけではうまく宇宙の大構造は説明できないようである．不安定な素粒子を隠れた質量の担い手として考えたり，あるいは全く違う銀河形成のメカニズムも唱えられている．

素粒子論と宇宙論のつながりが強くなる一方，実証が非常に困難になってきている．その意味でも観測と結びつき，素粒子論にも制限を与える銀河形成の問題が，今後ますます注目されるだろう．

(Toshifumi FUTAMASE, Dept. of Physics, Washington University, St. Louis, USA)

文　献

(1) M. YOSHIMURA: Phys. Rev. Lett., **41**, 281 (1978)
(2) K. SATO: Mon. Not. R. Astron. Soc., **195**, 467 (1981); A. GUTH: Phys. Rev., **D 23**, 347 (1981)
(3) K. A. OLIVE et al.: Astrophys. J., **246**, 557 (1981)
(4) D. GROSS et al.: Nucl. Phys., **B 256**, 253 (1985)
(5) R. PENROSE: Phys. Rev., **6 C**, 241 (1973)
(6) J. BARDEEN: Phys. Rev., **D 22**, 1882 (1980)

6 銀河形成と素粒子物理

——ニュートリノの質量とバリオン数生成のゆらぎ——

佐 藤 文 隆*

銀河やその集団は密度ゆらぎが成長して形成される．密度ゆらぎは宇宙が 10^{15} GeV という高温時でのバリオン数生成の非一様性に由来し，その成長は，温度が 10 eV となった時期で，質量をもつニュートリノによって制御されると考えられる．天文学的な研究が素粒子物理と関連してくる一つの問題である．

星や銀河といった天体の形成は天文学の問題であり，どうしてそれが極微の世界を扱う素粒子物理学と関連してくるのかいぶかしく感じる人もあると思う．宇宙の話でもそれを構成している物質の起源，すなわち元素や素粒子の起源が原子核物理学や素粒子物理学で解明されなければならないことはうなずけよう．しかし，こと天体の形成，とくに銀河の構造と形成は，流体力学と重力をおよぼし合う粒子集団の力学で解決がつくと考えられてきている．ところが最近の素粒子物理学とビッグバン宇宙論を結合してみると，銀河の起源を考える際にニュートリノという素粒子の介入を考慮しなければならず，また，銀河が多数存在するという“観測事実”の中に非常な高エネルギーにおける素粒子現象を探る手がかりがあるかもしれないといった議論が出てくるのである．

以下では，質量をもつニュートリノが存在すればどのようなかたちで銀河形成に介入してくるかという問題と，銀河形成のそもそもの引き金となる密度ゆらぎの発生が素粒子相互作用の大統一理論(GUT)に由来するかもしれないという考えについて述べる．ニュートリノの質量は，天文学で以前から指摘されている“見えない質量”(missing mass)を説明するものでもある．

ここで“銀河形成”といっても，渦巻き構造まで問題としているのではなく，その華麗な姿を味気ない密度のゆらぎに単純化し，宇宙における種々のサイズのゆらぎがどうして生じたかを議論するにすぎない．その代り，その起源を可能なかぎり過去にさかのぼって考える．

残存する黒体ニュートリノ

1965年の Penzias–Wilson によるマイクロ波背景輻射の発見以来行なわれた観測は，宇宙に約 2.7 K の黒体輻射が満ちていることを明らかにしてきた．この事実は，宇宙が“黒体”であるほどに密度が過去に高かったとすれば簡単に説明される．電子散乱によって宇宙がこの輻射に対して曇ってくるのは，温度が $T_{D\gamma}=4000$ K のとき以前である．$T_{D\gamma}$ のとき以後では輻射と物質との作用はいっさい切れる(decouple)．散乱だけでなく光子の吸収・放出を通して物質と輻射が完全に熱平衡にあったのは温度が 10^5 K の時期までであった．したがってこの輻射の観測は少なくともその時代がかつて実在したことを直接確かめているといえる．

一方，一般相対論によって，無限に収縮した状態からビッグバンが始まったと主張する特異点定理が証明されている．少なくとも観測されている領域にある物質の重力に逆らって今のように膨張していられるのは，初めから膨張していたからであって，途中で収縮から膨張に転じたのではないと結論されている．

そこで相対論的宇宙モデルの枠に従ってどんどんさかのぼって初期の状態まで考え，何がその時期におこり，何を現在に証拠として残すかを研究してみるというのがビッグバン宇宙論の立場である[1]．予想される証拠と観測が一致すれば，少なくともその時期までさかのぼった状態を現実と思おうというわけである．

この立場からいっていちばん確実なのは，ヘリウム，重水素といった原子核が温度 $T\simeq10^{10}\sim10^9$ K の時期に作られたという証拠である．この時期は，陽子と中性子が電子対とニュートリノを媒介として相互転化する化学平衡が成立しなくなったあたりから始まる．すなわち，この時期の少し前まではニュートリノも十分速く，物質と反応して平衡を保っていたのである．ニュートリノは他の物質との相互作用が非常に小さい素粒子であるが，それでも物質と熱平衡にあって，黒体ニュートリノ輻射が存在していたはずである．ボゾンである光子とフェルミオンであるニュートリノとの差のため完全に同じではないが，両方の黒体輻射の密度は同程度である．したがって約 400 個/cm^3 の“黒体光子”が観測されているということは，かつてそれと熱平衡にあった同程度の密度の“黒体ニュートリノ”の実在を示唆している．

この密度の正確な推定には，次のような考察がさらに

* Humitaka Sato 京都大学基礎物理学研究所

必要である．まず，もしもニュートリノが質量をもつなら，その質量 m_ν に対応した温度 $T_{NR}\simeq m_\nu c^2$ 以下では光子と同程度の数のニュートリノは発生しない．ところがたとえ質量があってもニュートリノが一切反応をしなくなる時期（このときの温度を $T_{D\nu}$ と書く）の後に温度が T_{NR} まで下がっても，黒体光子と同程度あった黒体ニュートリノはまるまる残る．なぜならニュートリノと反ニュートリノの対消滅反応もおこらないからである．これに反し $T_{D\nu}<T_{NR}$ であれば対消滅がおこり，ニュートリノの数は光子より大幅に減る．$T_{D\nu}\simeq 1$ MeV ($\simeq 10^{10}$ K) であるから，m_ν が 1 MeV 以下なら質量が光子と同程度のニュートリノが残される[2]．ただし，光子輻射は，温度が10K ぐらいまで下がった段階で電子対消滅の結果発生したエネルギーにより加熱されるが，ニュートリノはこのエネルギーの分け前にはあずかれないので"温度"に差が生ずる．光子が 2.7 K ならニュートリノは 1.9 K と差がつき，現在の密度は一種類あたり 110 個/cm^3 になる．

ここで一切反応しなくなったニュートリノの温度という概念は意味がないわけだが，次の意味で"温度"という言葉を流用している．$T_{D\nu}$ の時期以後，各ニュートリノは自由に飛行するが，宇宙膨張の効果ですべての粒子の運動量 p が

$$p \propto a(t)^{-1} \tag{1}$$

のように減少する．ここで $a(t)$ は宇宙膨張を表わすスケール因子である．一方 $T_{D\nu}$ までは本当に熱平衡にあったのだからフェルミ分布をしている．それを初期分布として，後は式(1)に従って各粒子の運動量が減少するのである．そうして得られる運動量分布は

$$n_\nu(p)\mathrm{d}p \propto \frac{p^2\mathrm{d}p}{\mathrm{e}^{pc/T_\nu}+1} \tag{2}$$

ただし

$$T_\nu(t) = T_{D\nu}a(t_{D\nu})/a(t) \tag{3}$$

式(2)の分布は $m_\nu=0$ の場合だが，$m_\nu\neq 0$ でも $p\gg m_\nu c^2 \times a(t_{D\nu})/a(t)$ では十分正しい．ここで"温度"とは式(3)で定義したものをいう．$t_{D\nu}$ とは $T=T_{D\nu}$ の時刻である[3]．

$m_\nu=0$ では式(2)は熱平衡分布と一致するが，$m_\nu\neq 0$ では $p<m_\nu c$ でもこの分布だというのであるから，熱平衡分布とは一致していないことに注意する必要がある．

質量をもつ残存ニュートリノの検出法

ニュートリノの質量が完全にゼロではないという予想は以前からあったが，最近になって実験的にも理論的にもそれに対する関心がいっそう高まっている．まだ確定的な実験結果は得られてないが 10 eV オーダーの質量を示唆する実験結果も報告されており，近い将来にさらに明確な結論が得られると期待されている[4]．質量をもつニュートリノがどのような宇宙現象と関わりをもつかを表1にまとめて示した．黒体ニュートリノが宇宙線と衝突して高エネルギー・ニュートリノも発生するが，地上では大気成分が大部分のためカバーされてしまうだろう[5]．"崩壊"というのは，もし適当な寿命で光子を放出する崩壊をすれば，その光子を通じてニュートリノが目にみえてくる効果である．$m_\nu\simeq 10$ eV オーダーのニュートリノをとれば寿命が 10^8〜10^{12} sec だと黒体光子のスペクトルをプランク分布からずらす作用をし，10^{12}〜10^{27} sec だと崩壊光子は直接あるいは間接に検出可能となる．10^8〜10^{23} sec だと現在の観測と矛盾してくるほどの効果を引きおこす[6]．寿命が 10^{18} sec より長ければ，崩壊する場合でも，すでに崩壊したものはまだ一部分で大部分は質量源としても効く．

表 1　ニュートリノ質量の宇宙物理的効果.

質量	宇宙の平均質量密度への寄与	宇宙残存のニュートリノ
	銀河集団，銀河ハローのみえない質量への寄与	
	宇宙線と衝突して高エネルギーのニュートリノへ転化	
崩壊	宇宙黒体輻射スペクトルの変化	
	崩壊光子の背景輻射への寄与，水素原子のイオン化，など	
	超新星の爆発エネルギーへの寄与，崩壊光子の背景輻射への寄与	星のニュートリノ
振動	太陽ニュートリノの検出率減少，強度の距離による変動	

残存ニュートリノは，温度が $10^5 m_{10}$ K (ここで $m_{10}\equiv m_\nu/10$ eV) 以下になればほとんど非相対論的速度になってくる．もし現在まで一様に減速されてきたとすれば速度は $v/c\simeq 10^{-5}\,m_{10}{}^{-1}$ であるが，われわれは銀河クラスターというニュートリノ星の中にいるのでわれわれをとりかこむニュートリノの平均速度は $10^{-3}\,c$ の程度に大きいであろうと考えられる．

宇宙での平均質量密度を核子とニュートリノについて ρ_N, ρ_ν と書けばその比は

$$\frac{\rho_\nu}{\rho_N} = \frac{n_\nu \sum m_\nu}{n_N m_N} \simeq \frac{3\cdot 10^{-10}}{(n_N/n_\gamma)}\sum m_\nu \tag{4}$$

n_N/n_γ は ^{4}He, ^{2}H の生成量から決められる．^{2}H は比較的低温で $^2\mathrm{H}+p\to{}^3\mathrm{He}$ に転化するので，^{2}H と ^{3}He の合計に対して観測値を与えれば $n_N/n_\gamma\simeq 3\cdot 10^{-10}$ となる．この

核子数は，銀河数個から成る小さい銀河グループに含まれる重力質量がすべて核子質量だとみなした宇宙の平均密度の推定とほぼ一致する．いく種類かのニュートリノ質量の合計 $\sum m_\nu$ が 1 eV 以上だと $\rho_\nu > \rho_N$，すなわち宇宙における質量密度の大部分はニュートリノが担っている．$\sum m_\nu = 100$ eV だと $\rho_\nu \simeq 2\cdot10^{-29}$ g cm^{-3} となり，これは空間が閉じているか開いているかの分かれ目となる臨界密度 $\rho_{cr} = H^2/8\pi G \simeq 1.9\cdot10^{-29}(H/100$ km sec^{-1} Mpc$^{-1})^2$ g cm^{-3} とほぼ等しい．ここで H はハッブル定数．密度がこれ以上だと宇宙の寿命が短くなり矛盾をきたす[7]．

上の推定ではニュートリノを“左巻き”だけとしたが，もしディラック・ニュートリノで“右巻き”もあれば若干密度は増加する．ただし，単純に2倍になるのではなく，わずか1%のオーダー増えるだけである．理由は右巻きは，たとえ存在しても反応率が左巻きより小さく，早い時期に相互作用が切れているため，その後に対消滅する粒子の静止エネルギーの分け前にあずからないからである．この効果のため，右巻きマヨラナ・ニュートリノは $m_\nu \sim 1$ keV でも $\rho_\nu \sim \rho_{cr}$ となる場合もありうる．

銀河集団の形成

平均速度 $\bar{v}$ で熱運動している粒子を長さ λ にわたって集めることができるのは

$$G\rho\lambda^3/\lambda > \bar{v}^2 \qquad (5)$$

の条件が満されるときである．これは λ が $\lambda_J \equiv \bar{v}(G\rho)^{-1/2}$ というジーンズ(JEANS)の長さより大きいという条件である．こうして膨張宇宙の各段階で重力収縮できるための最小の質量($M_J \sim \rho\lambda_J^3$ で与えられるジーンズ質量)を推定できる．ニュートリノについてジーンズ質量は図1のようになる[8][9][10]．$M_{J\nu}$ は温度がほぼ T_{NR} のときに最大となり，以後減少する．この $M_{J\nu}$ の最大値はほぼ

$$M_{J\nu,\max} \sim \frac{m_{Pl}^3}{m_\nu^2} \sim 10^{16}\frac{1}{m_{10}^2}M_\odot \qquad (6)$$

で与えられる．ここで $m_{Pl} = \sqrt{\hbar c/G} \sim 10^{-5}$ g はプランク質量．一方 M_{JN} は光子と物質の作用が切れる $T_{D\gamma}$ まで増加し，そこでいっきに $10^5 M_\odot$ のオーダーまで減少する．核子は $T_{D\gamma}$ までは光子の大きな圧力を受けるので小さいスケールでは収縮できないのである．

重力による凝集は密度のゆらぎが成長するという形でおこる．長さ λ のスケールでみた平均の密度ゆらぎを

$$\delta(\lambda) = \langle\delta\rho\rangle_\lambda/\rho \qquad (7)$$

と書けば，$\lambda > \lambda_J$ なら $\delta(\lambda)$ は時間的に増加し，$\lambda < \lambda_J$ になると $\delta(\lambda)$ は音波のように振動するだけで成長しない．さらにニュートリノのような無衝突気体では $\lambda < \lambda_J$ のゆらぎは，各粒子が勝手に動いてゆらぎの位相がくずれてしまうので，速やかに消滅する．このため温度が T_{NR} に下がるまでに，$M_{J\nu,\max}$ に対応した $\lambda_{J\nu,\max}$ より小さいスケールのゆらぎはすべて大幅な減衰を受ける．密度がゆらいでいる長さのスケールは宇宙膨張によって延びるので，個々のゆらぎを区別する量としては不適当である．そこでしばしば $M_\lambda \sim \rho\lambda^3$ という質量 M_λ を λ の代りに用いる．一つのゆらぎについてこの M_λ は一定にとどまる．ニュートリノのゆらぎについては，$M_\lambda < M_{J\nu,\max}$ にたいして $\delta_\nu(M_\lambda) \simeq 0$ と考えてよいことになる．

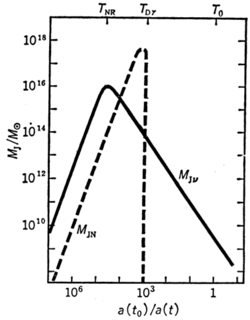


図 1　膨張宇宙におけるニュートリノと核子に対するジーンズ質量の変化． $a(t_0)$，T_0 は現在のスケール因子および温度．M_{JN} は $a(t_0)/a(t) \simeq 10^3$ で，$10^5 M_\odot$ まで減少し，以後一定となる．

いま，宇宙の物質が大部分ニュートリノである場合($\rho_\nu > \rho_N$)を考える．$\delta(M_\lambda) \propto a(t)$ のように成長するから，$\delta(M_\lambda) \gtrsim 1$ まで成長するには，T_{NR} での $\delta(M_\lambda)$ は

$$[\delta(M_\lambda)]_{T_{NR}} > \frac{T_{\nu0}}{m_\nu c^2} \sim 10^{-5}\, m_{10}^{-1} \qquad (8)$$

の程度大きくなければならない．1°〜10′ の分解角での宇宙黒体輻射の異方性の観測は，ちょうど銀河集団サイズでの温度のゆらぎについて

$$(\delta T/T)_{T_{D\gamma}} < 10^{-4} \qquad (9)$$

という制限を与えている．これが δ にどんな制限を与えるかは一義的ではない．δ はまずニュートリノ密度のゆらぎ δ_ν と核子のそれ δ_N とから成る．さらに δ_N は $\delta_N^{adi} = 3\delta T/T$ の“断熱成分”と $\delta T/T$ と無関係な“等温成分” δ_N^{iso} に分かれる．すなわち

$$\delta = \delta_\nu + \frac{\rho_N}{\rho_\nu}(\delta_N^{adi} + \delta_N^{iso}) \qquad (10)$$

後述するように $\delta_\nu \simeq \delta_N^{adi}$ と考えるのが自然であり，また T_{NR} で核子密度ゆらぎのサイズがジーンズ長さ以下となって δ_N の成長がとまるので，式(9)の制限

$$3 \cdot 10^{-4} > [\delta_N{}^{adi}]_{TD\gamma} \simeq [\delta_N{}^{adi}]_{TNR} \simeq [\delta_\nu]_{TNR}$$

となり式(8)と両立しうる．しかし，式(10)からわかるように，δは断熱成分ではなく等温成分により決まっている場合も考えられるのである．$\rho_N/\rho_\nu \ll 1$なら同じδを得るにも$\delta_N{}^{iso}$は断熱成分より十分大きくなければならない．

銀河分布の“穴”

最近の観測によると，録河の分布は細胞状になっている．細胞膜の部分が銀河の超集団(super cluster)にあたり，細胞の内にあたる領域には銀河がない間隙になっており，ボイド(void)とか“穴”(hole)とか呼ばれている．銀河の集団が細胞膜のように平べったい構造になることは以前から ZELDOVICH らが理論的に指摘していた[8][11]．重力による収縮過程では一般に非球対称性が増幅され，ある一方向の収縮が先行すると収縮はほぼ一次的な様相を呈し，パンケーキ状の形状になる．この考え方は銀河集団形成の“パンケーキ説”と呼ばれている．これに対し，筆者はボイドとボイドの間にある物質がボイドの拡大によって両側から押されて平板状の天体が形成されるという考えを提出している[12]．これまで宇宙での天体構造は密度の高い部分にだけ注目してきたが，密度の低い部分の成長の結果として説明する方が見通しがよくなる．密度ゆらぎが非線形の大きさまでなれば，ゆらぎ$\delta\rho$が正か負かでは定性的に異なった振舞いを示すのである．

細胞状構造の特徴的長さは何によって決まっているのであろうか？ 10 eV オーダーの質量をもつ残存ニュートリノの凝集を考えると自然に導かれてくる天体の質量(6)は，銀河の超集団にあたる．このジーンズの長さを現在までのばすと，現在の黒体輻射温度をT_0として

$$\lambda_J \sim \frac{hc}{T_0} \frac{m_{Pl}}{m_\nu} \sim 30\, m_{10}{}^{-1}\,\mathrm{Mpc} \qquad (11)$$

となる．この長さは細胞状構造のスケールにほぼ等しい．天体系のサイズがこのようにミクロの物理定数によって決まっている点がおもしろい．重力凝集できる質量は$M_{J\nu,\max}$以上であればよく，この質量だけに限られるものでないが，$\delta(M_\lambda)$はM_λとともに減少していること，および地平線に入るのが大きなものは遅くなることにより，大きなゆらぎの成長は現在にいたるもまだ$\delta \sim 1$の段階にまで成長していないことになる．このためλ_Jに対応したゆらぎだけが拾い出されて増幅され，宇宙での物質分布の特徴的構造を生み出すに至ったと考えられる．$\delta_N{}^{iso} \sim 1$，$\rho_\nu/\rho_N \sim 10^2$とすると，現在のボイドの大きさが(11)の数倍に拡大されていることが説明される．

個々の銀河の形成

銀河集団にあたるサイズでニュートリノの凝集がおこることをみてきたが，どのようにしてその中で核子物質が個々の銀河サイズのかたまりにバラバラと分かれていくかという問題が残る．この個々の銀河の形成については二つの可能性がある．一つは，原始的な銀河サイズの$\delta_N{}^{iso}$の成長であり，別の可能性は，原始的なゆらぎに起源を求めずに後天的に発生したゆらぎの成長とみる立場である．確かに星の形成に至る密度ゆらぎを原始的なゆらぎに求めようとはしないであろう．それと同じように，銀河集団という天体系形成の途中で後天的に発生した密度ゆらぎが成長して，個々の銀河ができたという考えは妥当かもしれない．銀河集団は宇宙起源の先天説だが，星は銀河内起源でいわば後天説である．その中間である銀河は先天か後天か？ その線の引き方が上の二つの説では違うのである．

両説に共通して重要なことはニュートリノの凝集が進んで$\delta_\nu \sim 1$に近づくにつれて，この部分の膨張にしだいにブレーキがかかり，ついには宇宙膨張を振り切って収縮に転じてしまうということである．このようにニュー

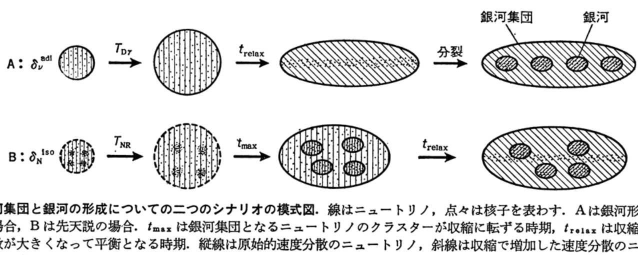


図 2 銀河集団と銀河の形成についての二つのシナリオの模式図． 線はニュートリノ，点々は核子を表わす．Aは銀河形成の後天説の場合，Bは先天説の場合．t_{max}は銀河集団となるニュートリノのクラスターが収縮に転ずる時期，t_{relax}は収縮の後に速度分散が大きくなって平衡となる時期．縦線は原始的速度分散のニュートリノ，斜線は収縮で増加した速度分散のニュートリノを表わす．

トリノがかたまって局所的に重力ポテンシャルを作り，その中に核子物質が集められるので，そのサイズの凝集は引きつづきおこる．問題はそれより小さいサイズの核子物質のゆらぎがどうして発生したかであった．

後天説では平たい銀河集団の薄さに関係した長さで核子物質がバラバラに分裂して個々の銀河ができたと考える．ニュートリノは無衝突気体なので，あまり平たくはならないが，核子物質は衝撃波でエネルギーを放出するなどして非常に薄くまで収縮し，それが小さく分裂するのである．この過程はまだ定量的に研究されておらず，銀河の質量が何によって決まったのかは説明できない．

それに対し筆者らの主張している先天説では，大きな δ_N^{iso} の成長として説明しようとする[13][14]．δ_N の成長にはゆらぎが含む質量 M_λ が $M_\lambda > M_{J\nu}, M_{JN}$ の二つの条件を満たさねばならない．図1からわかるように $M_{J\nu}$ は減少しつつあり，$T_{D\gamma}$ での値は

$$[M_{J\nu}]_{T_{D\gamma}} \sim M_{J\nu,\max}\left(\frac{T_{D\gamma}}{m_\nu c^2}\right)^{3/2}$$

$$\sim 10^{13} m_{10}^{-3.5} M_{\odot} \qquad (12)$$

したがって核子質量はほぼ銀河の質量となる．この質量のサイズより小さい核子物質のゆらぎの成長は一様なニュートリノが邪魔をする．

δ_N のうち断熱成分はたとえ存在しても，$t_{D\gamma}$ までに光子による粘性・熱伝導により消滅するから，残る成分は δ_N^{iso} だけである．δ_N^{iso} の成長は，$\delta_\nu \gtrsim 1$ となった段階の媒質の中では，一般の膨張媒質の中におけるよりも速くおこる．また収縮期の成長は球対称より1次元的収縮の方が速い．しかし，あまり収縮が進む以前に $\delta_N^{iso} \gtrsim 1$ にまで成長して銀河形成が完了していないと手おくれになる．なぜなら，ニュートリノの凝集体は，収縮過程を通じてそれぞれのニュートリノの速度が増加するため，$M_{J\nu}$ が $M_{J\nu,\max}$ 近くまで戻って δ_N^{iso} の成長をおさえるからである．この速度分散の急激な増加(violent relaxation)がおこるのは無衝突粒子集団の特徴である．

上に述べた銀河形成についての二つの考え方を模式的に対照して描くと図2のようになる．後天説が図中のA，先天説がBである．小さい核子ガス雲への分裂，あるいはゆらぎの成長によるガス雲の形成，いずれの場合でも，それらが即銀河サイズなのではなく，それらが衝突による付着成長をくり返して銀河になるという可能性もあろう．いずれにせよ，銀河の形成は銀河の超集団の場合のようにすっきりしないのが現状である．

密度ゆらぎのスペクトル

$\delta(\lambda) \ll 1$ であれば異なるサイズ λ のゆらぎは独立に成長・減少の過程をたどる．したがってゆらぎのサイズに対するスペクトルの現状から過去の原始的スペクトルを推定できる．ところが，$\delta(\lambda) \gg 1$ であれば進化効果でカバーされているので現状から過去の姿を割り出すことは不可能である．

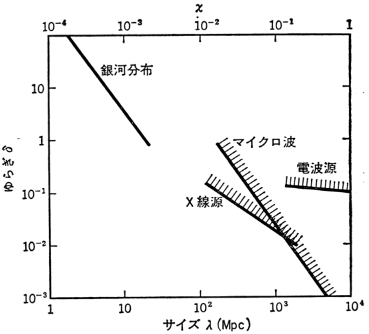


図 3　現在観測される密度ゆらぎ，またはその上限． 銀河分布から得られるものは実際のゆらぎであるが，他は単に上限である．銀河集団のサイズは 10〜10² Mpc，銀河の平均間隔は約 1 Mpc．χ は地平線を $\chi=1$ とした共動座標．

現在，密度ゆらぎについての観測的情報は図3のように得られている[15]．銀河間のサイズより小さいスケールでの密度の凹凸はさらに大きいが，それらは局所的な歴史で決まったもので，原始的ゆらぎ(銀河集団形成以前より存在していたゆらぎ)の面影の片鱗も残しているとは思えない．そう考えれば原始スペクトルと関連しているかもしれないサイズというのは現在の地平線のサイズの 10^{-4} ぐらいまでのせいぜい4桁の範囲内である．パンケーキ説的立場をとれば2桁半にすぎなくなる．大きいスケールでのゆらぎについてはマイクロ波(宇宙黒体輻射)の観測が情報をもたらす．δ があれば次のような速度や重力場のゆらぎ $\delta V, \delta\varphi$ を生ずるからである．

$$\delta V/c \sim \Omega\delta(\lambda/\lambda_H), \qquad \delta\varphi/c^2 \sim \Omega\delta(\lambda/\lambda_H)^2 \qquad (13)$$

ここで $\lambda_H = cH^{-1}$ は地平線のサイズである．

現在という時期が宇宙にとって特別なものでなければ λ_H も宇宙に特性的な長さとはいえない．したがって λ_H よりはるかに大きなサイズのゆらぎもありうる．それがあればマイクロ波の方向分布に二重極，四重極といった低次の異方性の能率も存在するはずである．そのような異方性はわれわれの銀河系近傍での非対称性によっても発生し区別が難しいが，原理的には $\lambda > \lambda_H$ のゆらぎの検出も可能である．

スペクトルの形状については何も観測的な情報がない

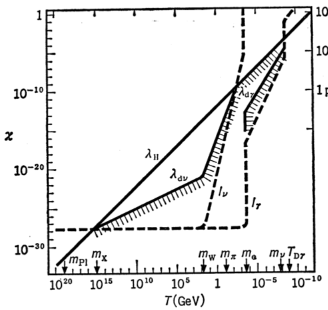


図 4　ビッグバン宇宙の各温度 T の時期における諸量． 地平線 λ_H，散逸過程で消滅してしまうゆらぎのサイズ $\lambda_{D\nu}$（∂_ν に対するもの），$\lambda_{D\gamma}$（$\partial_N{}^{adi}$ に対するもの），およびニュートリノと光子の平均自由行路 l_ν, l_γ．長さはすべて共動座標での値 $\chi=\lambda/a(t_0)$ で示す．$\lambda_H/a(t_0)=1$ に規格化してある．右に示した単位は現在における長さ．

が，いま

$$\delta(\lambda) \propto \lambda^{-\alpha} \tag{14}$$

であれば，式(13)からわかるように，$\delta\varphi$ は λ によらず一定となる．すなわち，どのサイズでみても一様宇宙モデルからのずれは大きくなることがない．もし全サイズにわたって $\delta(\lambda)\propto\lambda^{-\alpha}$ であり，$\alpha\neq2$ なら，あるサイズを境にして一様宇宙モデルからのずれが大きくなる．また，もともとゆらぎがある λ の範囲に限られているなら，やはり特別なサイズを導入することになる．それに対し，式(14)のスペクトルは一様モデルに特別なサイズをもち込むことなしにゆらぎ導入できる唯一の場合である．

密度ゆらぎの発生

δ^{adi} が存在した場合，それらが相対論的粒子によるエネルギーや運動量輸送でどのように消滅していくかを図示すると図 4 のようになる[16]．小さいサイズのゆらぎから順に消されて，大きなものだけが残ってくる．ここでサイズは共動座標 $\chi=\lambda/a(t)$ をとり，$a(t)$ は $\lambda_H/a(t_0)=1$ に規格化してある．光子の拡散とニュートリノの位相混合といった散逸過程で δ^{adi} は，たとえ存在していても，銀河集団のサイズより小さいものは消滅している．

$\delta_N{}^{iso}$ はバリオン数が空間的に非一様なことに由来する．GUT ではバリオン数非保存反応が存在するが，それに加えて CP 対称性の破れと熱平衡状態からのずれがあればバリオン数が生成される[17]．$m_S\sim10^{14}$ GeV のゲージボゾンまたはヒッグス粒子 S の $T<m_Sc^2$ での崩壊は平衡からずれた過程である．いま S, $\bar{\mathrm{S}}$ が

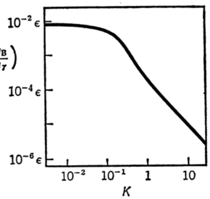


図 5　バリオン数生成量 n_B/n_γ の K に対する依存性． ϵ および K はそれぞれ式(15)，(17)で定義．

$$\mathrm{S}\begin{cases}\xrightarrow{r} B_1\\ \xrightarrow{1-r} B_2\end{cases},\qquad \bar{\mathrm{S}}\begin{cases}\xrightarrow{\bar r} -B_1\\ \xrightarrow{1-\bar r} -B_2\end{cases}$$

のように崩壊するとき，CP 対称性が破れていれば $r\neq\bar{r}$ である．ここで B_1, B_2 はバリオン数，r は分岐比である．したがって S と $\bar{\mathrm{S}}$ 対の崩壊で

$$\epsilon = (r-\bar{r})(B_1-B_2) \tag{15}$$

のバリオン数が生成される．しかし，つづいておこる $qq\leftrightarrow\bar{q}\bar{q}$ といった B の変化するクォーク反応は生成されたバリオン数を減少させる．この減少がなければ，バリオン数の光子数との比はほぼ

$$n_B/n_\gamma \sim \epsilon/g \sim 10^{-2}\epsilon \tag{16}$$

となる．g は GUT 時での粒子の種類である．バリオン数の減少の程度は崩壊率 Γ_D と膨張率 $H\equiv\dot{a}/a$ との比

$$K = (\Gamma_D/H)_{T=m_Sc^2} \tag{17}$$

で決まる．$K\ll1$ なら式(16)だが，$K\gg1$ になると $K^{-1.3}$ のように減少する[18]（図 5）．

バリオン数は ϵ または K が空間的に非一様なら非一様となる[19][20]．ϵ の変化はもし CP の破れがダイナミカルな過程で発生するものならありうる．また K の変化は H の変化に由来するであろう．例えば等方膨張でなくシア (shear) σ を含む場合は

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho + \frac{\sigma^2}{3} - \frac{k}{a^2} \tag{18}$$

となる．σ が空間的に変化すればまわりまわって n_B/n_γ が非一様になり $\delta_N{}^{iso}$ が発生すると考えるのである．式(18)の右辺の ρ や k が空間的にゆらいでも n_B/n_γ のゆらぎ発生が期待されそうだが，それらの場合は密度ゆらぎの成長も伴うため，ブラックホールの形成など不都合なことがおこる．それを避けるには，最近考えられている一次相転移に伴う指数関数的膨張の段階[21]を導入せねばならない．そのような段階を前提としないなら，非一様性発生の原因として妥当なのは速度場の非一様性である．CP の破れが空間的に一定でなくなるとすればその非一様性のサイズはその時期における地平線であり，χ_H

$\sim 10^{-27}$ にすぎない(図5参照). この場合も指数関数的膨張がなければこのゆらぎは銀河サイズとは無関係である.

GUT ではバリオン数生成と同様レプトン数生成もおこる. しかし $m_\nu c^2 \ll T_{D\nu}$ であればレプトン数分布の非一様性は質量密度の非一様性に転化しない. バリオン数との差は, 核子は対消滅してバリオン数分布が即質量分布に転化するのに対して, ニュートリノでは対消滅がおこらず全部残存することに原因がある. そのため $\delta_\nu^{\rm iso}/\delta_N^{\rm iso} \sim 10^{-10}$ であり, δ_ν は断熱成分だけである.

K の変化が大きければゆらぎは $\delta_N^{\rm iso}>1$ となることが十分予想される. 温度一定の輻射の中に浸されている $\delta_N^{\rm iso} \gg 1$ の領域がどう振舞うかは, その部分の含む核子質量が $(n_B/n_\gamma)^{-1/2} \times m_{\rm Pl}^3/m_N^2 \sim 10^5\ M_\odot$ より大きいか小さいかにより決まる. サイズが大きければ輻射圧力に抗して重力で縮もうとし, $\delta_N^{\rm iso}>10^2$ だと重力が勝つ[22]. 質量が小さければ圧力が勝ってゆらぎはならされる. もし密度ゆらぎが周囲より落ち込んでいるのなら, 逆に大きいと重力で拡がり, 小さいと圧力で密度がならされることになる. ここでは $\delta_N^{\rm iso}$ の起源を述べたが, $\delta^{\rm adi}$ の起源をやはり GUT の時期までさかのぼって説明しようとする試みもある[23].

銀河は高エネルギー現象の刻印か

温度・密度が現在の地平線内で大局的にはほぼ一定である事実がゆらぎを定義する前提となっている. この一様性の説明を困難にしているのは "地平線の問題" である. t から $t+\Delta t$ にかけておこった現象で因果的に関連しうるサイズは, $\Delta t \sim t$ として

$$\Delta \chi = \frac{c\Delta t}{a(t)} \sim \frac{ct}{a(t)} = \chi_H$$

ゆえに常に現在の地平線以下である. しかし膨張則が途中で変われば ($t<t_c$ で $b(t)$, $t>t_c$ で $a(t)$, $b(t_c)=a(t_c)$)

$$\Delta \chi = \frac{ct}{b(t)} = \chi_H \frac{a(t)}{b(t)} \gtrsim 1$$

となる可能性は残されている. ただ $a(t)/b(t) > \chi_H^{-1} \gg 1$ でなければならない. 指数関数的膨張または $b(t) \propto t^\beta$ で $\beta>1$ のような膨張があればこのことが可能となる. そうでなければ一様性はとりあえず前提とせねばならない.

密度非一様, 特に $\delta_N^{\rm iso}$ は非一様な異方的膨張から導かれる可能性は十分ある. 地平線の問題が避けられなければ, この膨張の非一様性はもともとあるとしなければならない. そして $\delta_N^{\rm iso}$ が少なくとも $10^{-4}<\chi<10^{-2}$ のサイズで $\delta_N^{\rm iso}>10^{-2}$ であれば δ_ν がなくても銀河形成はスタートする. ニュートリノは銀河集団サイズの δ_N 成長には促進剤として, 銀河サイズ以下の δ_N 成長には抑制剤として働く. 銀河サイズの δ_N にはこの両方が複雑に絡み合う. ……

こういった銀河形成のシナリオがより確定的となれば, われわれは銀河が存在するという事実にビッグバン宇宙の GUT の時期, すなわち現在みている宇宙が 1 cm ぐらいに小さかった時期[24]の出来事の名残りをみることになるのである. 天体系の形成は完全に後天的で局所的な出来事か, それとも膨張宇宙とかかわりをもつ出来事か? その階層的な分かれ目は銀河か, それとも銀河集団か? これらの問に確定的にはまだ答えられない. 膨張宇宙の大局的にみた場合の一様性・等方性と小さいサイズでみた場合の凸凹さとをビッグバン宇宙の初期にさかのぼって関連づける試みが必要となっているといえる. その際, バリオン数生成や真空の相転移といった高エネルギー現象が浮かび上がってくるのである.

このように宇宙における天体の存在, 天体の階層的構造の存在を一つの空間的にも時間的にもグローバルに考える問題の立て方が必要となっているのである. 銀河といった天文学的対象も, その存在はかつての乱れた (chaotic) 膨張の証拠かもしれないし, 高エネルギーの時代に宇宙に刻印された碑文なのかもしれない.

文献

(1) 佐藤文隆: 科学, **49**, 410 (1979)
(2) B. W. Lee & S. Weinberg: Phys. Rev. Lett., **39**, 165 (1977)
(3) S. Tremaine & J. E. Gunn: Phys. Rev. Lett., **42**, 407 (1979)
(4) 中川昌美: 科学, **51**, 142 (1981)
(5) T. Hara & H. Sato: Prog. Theor. Phys., **64**, 1089 (1980)
(6) F. W. Stecker: Phys. Rev. Lett., **45**, 1960 (1980); R. Kimble et al.: Phys. Rev. Lett., **46**, 80 (1981)
(7) D. N. Schramm & G. Steigman: Astrophys. J., **243**, 1 (1981); K. A. Olive et al.: Astrophys. J., **246**, 557 (1981)
(8) H. Sato & F. Takahara: Prog. Theor. Phys., **64**, 2029 (1980); **65**, 374 (1981)
(9) A. G. Doroshkevich et al.: in 'Neutrino Physics and Astrophysics', E. Fiorini ed., Plenum Press(1981)
(10) J. R. Bond et al.: Phys. Rev. Lett., **45**, 1980 (1980)
(11) A. G. Doroshkevich: Soviet Astronomy, **52**, 259 (1980)
(12) H. Sato: Prog. Theor. Phys., **68**, No. 1(1982)
(13) H. Sato: in 'Proceedings of Tenth Texas Symposium', Annals of New York Academy of Science(1982)
(14) H. Sato & F. Takahara: Prog. Theor. Phys., **66**, 508 (1981)
(15) M. Rees: in 'Quantum Gravity 2', C. J. Isham et al. ed., Oxford Univ. Press(1981)
(16) H. Sato: Prog. Theor. Phys., **63**, 1971 (1980)
(17) M. Yoshimura: Phys. Rev. Lett., **41**, 281 (1978); S. Weinberg: Phys. Rev. Lett., **42**, 850 (1979)
(18) E. W. Kolb & S. Wolfram: Nuclear Phys., **B172**, 224 (1980); J. N. Fry et al.: Phys. Rev., **D22**, 2953, 2977 (1980)
(19) J. R. Bond et al.: Astrophys. J. (1982) (印刷中)
(20) J. D. Barrow & M. S. Turner: Nature, **291**, 469 (1981)
(21) K. Sato: Phys. Lett., **99B**, 66 (1981); A. Guth: Phys. Rev., **D23**, 347 (1981)
(22) C. Hogan: Month. Notice Roy. Astron. Soc., **185**, 889 (1978)
(23) A. Vilenkin: Phys. Rev. Lett. **46**, 1169(1981); **48**, 59 (1982)
(24) 佐藤文隆・佐藤勝彦: 自然, 6月号, 26 (1981)

7 宇宙の暗黒物質

佐 藤 文 隆*

宇宙初期は高温・高密な火の玉であった．そこでは多くの種類の素粒子が黒体輻射として存在していた．その大部分は対消滅し，一部は残って宇宙の構成物質となった．残存する粒子のうち相互作用の弱い粒子は，重力以外では把えにくく暗黒物質と呼ばれる．その正体を宇宙の現象と素粒子物理の両面から探る．

宇宙を構成する主な物質

地上で物質といえば原子から成る物質を指すのが普通である．物質の重さはほとんど原子核が担っており，原子核は陽子，中性子といったバリオンで構成されている．そこでこの物質を以下バリオン物質と呼ぶ．太陽や恒星の主成分はバリオン物質である．"主成分"とは天体の重力の主な源という意味である．この定義でいくと，銀河系の主成分は最早バリオン物質ではないかもしれない．そして，超銀河団とか膨張宇宙全体という大きなスケールでみると主成分は明らかにバリオン物質ではない．その正体はまだ明らかではないが，少なくとも電気的に中性でバリオン物質との作用が弱いものでなければならない．地球などもスルスル透過するようなものであれば，われわれはなかなかその存在に気づかないであろう．このような物質を暗黒物質(dark matter)と呼んでいる．

バリオン物質が惑星や恒星といった小さな天体に凝集できたのは，物質の運動エネルギーを輻射に変えて系の外に放出してやれたからである．輻射も出さず，他の粒子と相互作用をほとんどしない物質では，重力で小さく凝集することはできない．このために暗黒物質は銀河よりも大スケールの集団だけで主成分となるのである．

われわれにとって一番身近なバリオン物質は宇宙の主成分ではない．したがって，宇宙物質の大部分は原子で構成されているのではなさそうである．主成分は得体の知れない素粒子で，重量比でその10% 以下のバリオン物質がそれに混じっている．ところが，バリオン物質は固まりやすいので，高い密度であちこちに星などになって凝集している．われわれの環境も生存もすべてバリオン物質に依存しているし，宇宙の姿もバリオン物質の出す電磁波の観測から描かれてきた．したがって，われわれは自分の感覚を刺激するバリオン物質を宇宙の主要な物質と誤解してきたのである．しかし，星の形成を可能にする環境を膨張宇宙の中に作るには暗黒物質が多分重要な役割を果している．暗黒物質は決してわれわれの存在にとって無縁なものではない．

* Humitaka SATO　京都大学理学部物理学第二教室

暗黒物質の必要性

なぜ宇宙の物質がバリオン物質だけでは不都合なのであろうか．宇宙の平均密度 ρ の大きさを表わす密度係数 Ω をまず導入しておく．

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_{\mathrm{cri}}},$$

$$\text{臨界密度}\quad \rho_{\mathrm{cri}} = \frac{3H^2}{8\pi G} \simeq 2.10^{-29} h^2 \mathrm{g\,cm^{-3}}$$

ここで G はニュートン重力定数，H はハッブル定数で $h = H/(100\,\mathrm{km/sec\cdot Mpc})$．空間膨張のスケール因子を $a(t)$ とすると，宇宙膨張の式は

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 - \frac{8\pi}{3} G\rho = -\frac{k}{a^2} \qquad (k = \pm 1, 0) \tag{1}$$

もし空間曲率がゼロ($k=0$)なら，$H \equiv \dot{a}/a$ だから，常に $\Omega = 1$ である．曲率がゼロでない場合($k = \pm 1$)は

$$\frac{(\text{曲率項})}{(\text{エネルギー項})}=\frac{1/a^2}{8\pi G\rho/3}\propto a^{2\sim 1}$$

であり，膨張が進む(aが増大する)につれて曲率項の寄与が優勢になってくる．現在の宇宙ではエネルギー項がまだ優勢である．このことは初期に曲率項が極端に小さくセットされていたことを意味する．曲率項が間もなくエネルギー項に追いついてくるということは，自分たちの位置や時期に特別な意味合いを与えないというコペルニクス原理の観点と矛盾する．この観点は曲率項がこれからもずっと効いてこず，$\Omega=1$であると予言する．また，インフレーション説は曲率項の極端な減少を自然に演繹する魅力ある理論である[(1)]．

観測によるΩの推定は次のようになされる．まず光を出す銀河の数を算えて光度密度$\mathcal{L}$を出す．次に光度Lに付随している質量Mを推定してΩを出す[(2)]．

$$\Omega=\frac{\rho}{\rho_{\rm cri}}=\frac{\mathcal{L}(M/L)}{\rho_{\rm cri}}=\frac{(M/L)}{1500h(M_\odot/L_\odot)}$$

Mは重力質量である．上の方法ではMは光源だけに付随していると仮定されている．すなわち“銀河は物質のトレーサーである”という前提である．この方法ではいくら大きく見積もっても$\Omega<0.4$であり1よりは小さい．しかし，完全に一様に分布する成分や凝集してはいるがその中に光源がないような成分はこの方法では見落される．だから$\Omega=1$である可能性は消えていない．

大きなΩを要求するもう一つの理論的根拠に銀河形成のための“密度ゆらぎの成長”がある．密度ゆらぎ$\delta=\delta\rho/\rho$は，エネルギー項が曲率項に勝り，かつダスト物質の密度$\rho_{\rm d}$が輻射エネルギーの密度$\rho_{\rm r}$を上まわっているという条件のもとで，$\delta\propto a$のように成長する．$\rho_{\rm r}\propto a^{-4}$，$\rho_{\rm d}\propto a^{-3}$のように変化するから，$\rho_{\rm r}=\rho_{\rm d}$であった時刻を$t_{\rm eq}$とすると$a(t_{\rm eq})/a(t_0)=(\rho_{\rm r}/\rho_{\rm d})_0$である．添字0は現在を表わす．したがって，もし$\Omega\lesssim 1$なら，ゆらぎの成長高は

$$\delta(t_0)\simeq\delta(t_{\rm eq})\left(\frac{\rho_{\rm cri}}{\rho_{\rm r}}\right)_0\Omega^2$$

となる．一方，過去におけるδについては宇宙黒体輻射の小角度(1′〜10°)での異方性の観測が上限を与えている．そこで観測しているのは$t_{\rm eq}$よりも少し後の水素原子の再結合時におけるバリオン物質の密度ゆらぎである．これと$\delta(t_{\rm eq})$との関係は一義的でないが，いずれにせよ$\delta(t_{\rm eq})$の上限が押えられる．ところが，現在すでに天体ができているのだから，$\delta(t_0)$は1より十分大きくならねばならない．したがってΩはできるだけ大きい方がよいのである[(3)]．

次に，バリオン物質だけの平均密度$\Omega_{\rm B}$を推定してみよう．これは“宇宙創成3分後”までに終わる軽元素の形成によって精度よく，$\Omega_{\rm B}\simeq 0.03\,h^{-2}$と求められる[(4)]．密度の上限を決めているのは重水素の存在比である．$\Omega_{\rm B}$が大きいと，重水素が十分に作れなくなる．$\Omega_{\rm B}$は銀河系外のX線源の分布からも推定されているが，やはり0.1以下である．バリオン物質の一部分はブラックホールや高密度星(中性子星，白色矮星)になってしまったとも考えられる．また，木星質量程度の燃えない天体に固まったという可能性もある．これらは暗黒天体だから暗黒物質の一種になりうる．しかし，その量はあくまで元素形成説から推定した$\Omega_{\rm B}$以下であるべきだから，暗黒天体はいま問題としている$\Omega=1$の暗黒物質の主成分にはなりえない．

渦巻き銀河円盤の外周でのガスの回転速度が，水素原子の波長21 cmの線スペクトルで詳しく測定されている．それによって，円盤を囲む大きな球状の領域(これをハローと呼ぶ)に大量の暗黒物質があることが確かめられている．このハローに把えられている暗黒物質の量は暗黒天体でもよい程度だが，くわしく検討すると種々の難点がある[(5)]．

以上のように，暗黒物質の正体は，ハローも含めて，バリオン物質では説明できないと考えられている．ただし，観測値が確定していないハッブル定数がもし20 km/sec·Mpcなどと小さければ，暗黒物質の必要性は霧散するかもしれない．

火の玉エネルギーの行方

宇宙が高温・高密の火の玉から始まったという

考えは広く信ずべきものになっている[6]．その状態ではほとんどの素粒子が熱的に励起され，お互いに熱平衡にあった．すなわち，数多くの種類の素粒子が黒体輻射として存在していた．ほとんどの素粒子が宇宙黒体輻射の光子数と同程度存在していたのである．黒体輻射のエネルギー密度は温度 T で

$$\rho_r = \left(\frac{g}{2}\right) bT^4$$

と表わされるが，ここで g は粒子の種類の数をスピン自由度なども含めて算えた数で，光子輻射だけなら $g=2$ である．この g はクォーク・レプトン三世代の SU(5)GUT では 160 以上になる．さらに超対称パートナー粒子を加えるとその数は倍加する．

このような多くの種類の粒子の行先はおのおのの粒子の質量，相互作用の強さ，それに崩壊寿命などによってきまってくる．まず，質量ゼロの粒子は消滅せずに残る．観測されている宇宙黒体輻射はその例である．質量ゼロのもう一つの例として重力子がある．ところが，重力子はプランク温度，$T_{Pl} \simeq m_{Pl} \sim 10^{19}$ GeV 以上の温度でだけ熱平衡になりうる．したがって，もしインフレーション後の温度上昇が T_{Pl} 以下なら現在ほとんどないと考えてよい．

次に質量 m_x がゼロでない x-粒子を考える．これらの行方は温度が質量エネルギーまで下がったときに，まだ十分に他の成分と相互作用をしているか，それとも作用が凍結してしまったか，によって決まる．もし，$T > m_x$ の温度で凍結すれば，それらの輻射粒子はすべて残存する．“消えることもできず”に残るわけである．それに対し，$T \leq m_x$ になっても十分に相互作用していれば，熱平衡分布に従って数密度 n_{th} は，$n_{th} \sim T^{3/2}\exp(-m_x/T)$ のように，温度が下がると激減する．それでは，n_{th} の式に従ってどこまでも減少するのかというとそうではない．なぜなら数が減少していくと，熱平衡を維持する反応が十分におこらず，n_{th} の式の根拠がなくなる．このため，実際には，消滅がある程度進むと，残りは“消えることもできず”にやはり残存してしまうのである．

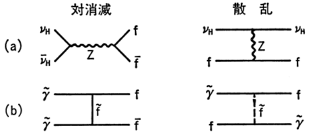


図 1 対消滅と散乱の例． (a)は重いニュートリノ ν_H が弱ボゾン Z を介してフェルミオン(f)と作用する場合．(b)はフォティーノ $\tilde{\gamma}$ がスカラー・クォーク，スカラー・レプトン($\tilde{f}$)を介して作用する場合．

このように，いったん始まりにいろいろな粒子があったとすると，それらの痕跡は大なり小なり残るものである．完全に消す方がむずかしい．したがって，もし理論的に残るべきものが，この宇宙にないとしたら，そんな粒子を含む素粒子のモデルはだめであると宣告を下すことさえできる．この宇宙はかつては高エネルギー粒子で満ちていたのである．その意味では宇宙は素粒子の実験装置でもあるのである．

残存量[7]

相互作用が凍結する条件は反応時間と膨張時間が同じ程度になることである．すなわち

$$\langle \sigma v \rangle n_x \simeq \dot{a}/a$$

ここで $\langle \sigma v \rangle$ は例えば対消滅の反応率，n_x は x 粒子の数密度．反応が凍結する温度を T_f とすれば残存量は

$$\frac{n_x}{n_\gamma} \simeq (m_x m_{Pl} \langle \sigma v \rangle_f)^{-1}$$

と推定される．n_γ は光子黒体輻射の数密度．T_f は m_x の 10 分の 1 ぐらいである．

さて対消滅反応率は多くの場合

$$\langle \sigma v \rangle \simeq \frac{\alpha^2 E^2}{(M^2 + E^2)^2}$$

の形で与えられる．ここで α は結合定数で，電磁相互作用では $e^2/\hbar c$ にあたる数．M は相互作用を仲介する粒子の質量で，クォーク・レプトンではゲージ・ボゾンの質量だが，超対称粒子を含む場合はスカラー粒子の場合もある(図 1)．

ニュートリノの対消滅を考えよう．$m_x < M$ の場合，反応の凍結は

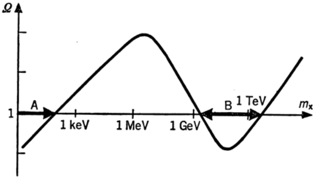


図 2　残存粒子の量(質量密度)と粒子質量 m_x との関係. Ω を決めれば許容範囲が図中の A と B の二つある. B は WIMP の範囲.

$$T_f \sim \frac{m_W}{\alpha^{2/3}}\left(\frac{m_W}{m_{Pl}}\right)^{1/3}$$
$$\sim 5\,\mathrm{MeV}\left(\frac{10^{-2}}{\alpha}\right)^{2/3}\left(\frac{m_W}{10^2\mathrm{GeV}}\right)^{4/3}$$

となる. m_W はワインバーグ質量である. したがって, $m_x < T_f$ のニュートリノは全部残る. $m_x > T_f$ の場合は

$$\frac{n_x}{n_\gamma} \sim \frac{(m_W{}^2 + m_x{}^2)^2}{\alpha^2 m_x{}^3 m_{Pl}} \qquad (2)$$

となる. これらの残存粒子(relic particle)の現在における密度 $\rho_x(t_0) = m_x n_x(t_0)$ は m_x とともに大略図 2 のように変化する. 一方, $\rho(t_0)$ については膨張宇宙からの推定値があるから $\rho_x(t_0)$ がそれを越えるような m_x の粒子は許されない, ことになる.

正確な ρ_x の推定には次のことにも注意せねばならない. 凍結時の n_x と n_γ の比は上のようであるが, n_γ はその後におこる他の粒子の消滅エネルギーを貰って相対的に増大する. このため現在観測している光子輻射の量はそうしたものをすべて合算したものである. 図 3 には消滅に伴うエネルギー密度の変化を模式的に示した.

ところで, 式(2)の残存量をバリオンの黒体輻射に適用すると, $\langle\sigma v\rangle \sim m_\pi{}^{-2}$ だから,

$$\frac{n_N}{n_\gamma} \sim \frac{m_\pi{}^2}{m_N m_{Pl}} \sim 10^{-21}$$

となる. しかも, これだけのバリオンと反バリオンが等量残るという結論である. これは現実と全然合っていない. 現実はバリオンだけが $n_N/n_\gamma \sim 10^{-10}$ ほどある. このギャップが“宇宙のバリオン数問題”である. その解決策は $(n_N - n_{\bar{N}})/n_\gamma \sim 10^{-10}$ の n_N と $n_{\bar{N}}$ の差が消滅以前に生じていて, 消滅が 10^{-21} まで進まず 10^{-10} で止まったとする. この差が生ずる機構はバリオン数非保存反応, CP 対称性の破れ, 熱平衡からのずれ, の 3 要素を含むものと考えられている.

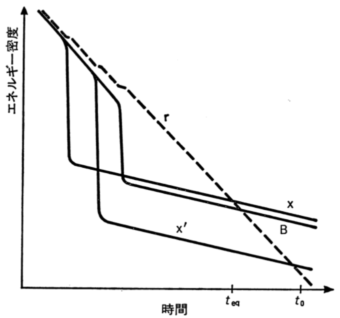


図 3　エネルギー密度時間の変化の模式図. r は光子輻射, B はバリオン物質, x は質量密度で優勢な残存粒子, x′ は優勢でない残存粒子.

素粒子物理の事情

最近の統一理論は現在見ている異なった粒子を元は同じなのだと見なす観点に立っている. そして, その差異は現在が対称性の破れた状態にあることに起因するとする. この種の“統一”は“間に何かを補って”異なるものの間の垣根を取り払う手法なので, “統一”された姿の方が多種類の粒子を含む. そして, こうした“幻の粒子”がなぜわれわれの目にふれなくてもよいかをいいわけする姿勢で展開される. 普通“統一”と聞くと, 何か数少ない要素に切りつめられると想像しがちだが, 最近のはその逆で, 原理の数は少なくするが, 存在する粒子の数はインフレ的に増える.

新粒子導入にはそれなりの論理がある. まず超対称がある. これはフェルミオンとボゾンの間に対称性を仮定するもので, 重力を含む量子場の繰り込み可能性を保つために役立つ. その代り, スカラー・クォーク $\tilde{q}$, スカラー・レプトン $\tilde{l}$, フォティーノ $\tilde{\gamma}$, グラビティーノ $\tilde{G}$, ……といった

ものが加わる．あるものは不安定粒子であろうが，一番軽い超対称パートナーは必ず残る．超対称パートナー粒子の質量は数十〜数百 Gev と考えられている．

安定な残存粒子となるのは $\tilde{\nu}, \tilde{\gamma}, \tilde{H}^0, \tilde{G}$ などである．$\tilde{q}, \tilde{l}, \tilde{W}, \tilde{H}^c$ は電荷をもち，$\tilde{q}, \tilde{g}$ は強い相互作用をし，$\tilde{Z}^0$ は短寿命であり，除外される．$\tilde{G}$ は重力子と似て，インフレーションでいったん薄められるから，終了後の温度上昇の程度に応じて再創成されたものが現在に残る．

スーパー・ストリングでは量子アノマリーなど場の量子論の積年の病を治すという大義名分があるが，その代りにゲージ群も時空の次元も大きくなる．このゲージ群はこの世の素粒子群に対して影粒子(shadow particle)もあり，幻の粒子を増やすことにかけては事欠かない．

低エネルギーの素粒子物理で不可欠なものにはアキシオンがある．これは QCD 真空の多重性に由来する強い相互作用の CP 破れを押える理論のために必要となる．結合が弱く，質量も軽いが場のようにふるまうのでダスト物質のように変化する．こうした軽い粒子は星の進化などにも影響を与えるので注意せねばならない．もう一つの低エネルギーでの可能性はクォークがハドロンに固まる際に普通のバリオンでなく，巨大なハドロンができてしまって，それが残ることである．

万人が望むことではなくても新しい対称性を持ち込む試みがいくつもある．欠けている右巻きニュートリノを導入したり，世代を関連づけるファミロン(familon)，対称性破れでできるマヨロン(majoron)，等々．

また，まったく異なった“物質”としてモノポール，宇宙ストリングなどの相転移の欠陥(defect)がある．これらはインフレーションの時期との関係で，たとえできても薄められる場合もある．さらに多次元宇宙を4次の時空と内部空間に分離するときの残存物としてピルゴン(pyrgon)が残る可能性もある．

以上のように，素粒子物理は幻の粒子を必要としている．同時にこれらがこの宇宙で“見えない”ことも必要である．したがって宇宙の暗黒物質問題は素粒子物理での幻の粒子の氾濫と容易に野合しやすい構造になっている．加えて，統一理論の壮大な予言の検証は総じて実験技術の現状をはるかに超えていてすれ違いが多い．ところが，この宇宙がかつて超高エネルギー現象を経験したという事実の重みの故に，しばしば思いもかけない自然現象に尻尾を出すことがある．こうした“風が吹けば桶屋が儲かる”式の展開が，原理の統一志向とはまた別の次元で，研究のごった煮的魅力をかきたてる．この種の話題には一過性のものも多いが，統一理論という聖地のまわりにできる門前町の賑わいのようなもので，両者はもちつもたれつの関係にある．

WIMP の地上での検出

図2をみるとこの種の残存粒子の“許容範囲”には $m_x<100$ eV と 3 GeV $<m_x<$ 3 TeV の二つがある．この内，後者の重い粒子の族を WIMP (weakly interacting massive particle) と呼んでいる．この領域およびその周辺の質量の粒子が，もし銀河系ハローの暗黒物質の主成分であるとすれば，地上に据えつけた検出器で把えることができる．固体の中を WIMP が通過するときに固体の原子核と弾性衝突して反跳を与える[8]．反跳を受けた原子核はいろいろなメカニズムでエネルギーを散逸する．その過程を注意深くみるわけである．

いま弾性衝突の断面積を $\sigma_s \simeq 10^{-38}\,\mathrm{cm}^2$ 程度とし，1 kg の固体中で1日に反跳というイベントがおこる回数を計算すると

$$R=\frac{4.6}{\mathrm{kg\cdot day}}\left(\frac{\sigma_s}{10^{-38}\,\mathrm{cm}^2}\right)\left(\frac{\rho_x}{10^{-24}\,\mathrm{g/cm}^3}\right)\left(\frac{V}{300\,\mathrm{km/sec}}\right)\frac{1}{Am_x}$$

となる．$10^{-24}\,\mathrm{g/cm}^3$ はハロー密度，V はハロー WIMP の速度，A は固体の原子核の原子番号，m_x は WIMP の質量．反跳のエネルギーは 0.1〜数 keV である．この小さなエネルギーを検出するいくつものアイディアが出されている．

一つは直径数 μ の超伝導粒子(Al, Ti, Sn, Pb

など)が誘電体中に浮いた，超伝導コロイドを用いる方法である[9]．これに磁場をかけるが，マイスナー効果のために磁場は粒子内に入っていけない．ところが，WIMPがコロイド粒子中の1原子にエネルギーを与えるが，それが熱化してコロイド粒子の温度をわずかに上げる．あらかじめ臨界温度近くにセットしてあれば，$\delta T \simeq 12\,\mathrm{mK}$といったわずかな上昇で超伝導状態がノーマル状態になり，磁場がコロイド粒子内に侵入する．このときの磁場の変動をSQUIDなどで測る．

二つ目のアイディアは高品質のものが容易に手に入るシリコンチップを用いる方法である[10]．シリコンはデバイ温度が636Kと高いので，熱容量が非常に小さい．例えば1kgのチップに100keVのエネルギーがWIMPから与えられると温度が1mKから4mKに上がる．この温度上昇を測ってWIMPを検出するのである．

三つ目の試みはすでに上限を与えている[11]．これはゲルマニウム検出器を用いる．ゲルマニウムはバンドギャップが小さく，エネルギー散逸は主に電子・ホール対の生成によっておこる．また，ノイズも非常に小さい．これを4000m.w.e.のHomestake鉱山の地下に置いてシグナル回数の上限$R_{\max}$を押えた．これから，WIMPの密度は

$$\rho_x < \frac{R_{\max} m_x}{N_d \langle (d\sigma/dE) v \rangle \triangle E} \qquad (3)$$

となる．ここでN_dは検出器の原子核数，$\langle (d\sigma/dE) v \rangle \triangle E$は$\triangle E$の反跳エネルギーを与える衝突の頻度である．

低エネルギーでの散乱の断面積は

$$\sigma = \frac{m_x^2 m_N^2}{\pi (m_x + m_N)^2} |\mathcal{M}|^2$$

である[8]．$|\mathcal{M}|$は散乱マトリックスで，ベクトル結合(例えばニュートリノ)なら

$$|\mathcal{M}| = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \tilde{Y} \tilde{N}$$

となる．G_Fはフェルミ結合定数，$\tilde{N}$は原子核の中性子数でWIMP(そのハイパーチャージが$\tilde{Y}$)とコヒーレントな散乱をする．また擬ベクトル結合(例えばフォティーノ)の場合はWIMPのスピンと原子核のスピンとの積に比例し，ベクトル結合の場合より10^{-3}ぐらい小さくなる．ベクトル結合では$\sigma \sim 10^{-37} (\tilde{N}/10)^2\,\mathrm{cm}^2$ぐらいである．

式(3)でm_xが小さくなると反跳エネルギーが減るから，検出可能なしきい値に達し，衝突頻度は急に小さくなる．またm_xが大きくなると頻度は一定になり式(3)の右辺はm_xに比例して大きくなる．このようにしてρ_xの上限が得られる．これをハロー密度ρ_Hと比較して$\rho_x(m_x) > \rho_H$であれば，そのようなm_xのWIMPは排除されることになる．また$\rho_x < \rho_H$となる20GeV～5TeVのm_xの範囲のものはハロー暗黒物質の主成分でありえないことになる．

WIMPの太陽による捕捉

ハロー暗黒物質がWIMPであれば，それらが密度の高い天体中を通過する際に，散乱でエネルギーを失い天体の中に捕捉されてしまう．把えられた量は，太陽の場合で，バリオン物質の重さの10^{-13}ぐらいと小さいが，種々の効果を生み出す．

太陽はすぐ近くなので検出できる効果はいろいろある．まずWIMPは正，反粒子の両方混じっているので対消滅し，その静止エネルギーに対応したエネルギーの軽いニュートリノを放出する[12]．この数～数十GeVのニュートリノの検出は，陽子崩壊実験のための地下に設置した大体積の検出器でもって可能である．このイベントの期待数は

$$R = \frac{100}{\mathrm{kiloton \cdot year}} \left(\frac{N_\nu}{0.1}\right) \left(\frac{\sigma}{10^{-36}\mathrm{cm}^2}\right) \left(\frac{\rho_H}{10^{-24}\,\mathrm{g/cm}^3}\right) \left(\frac{V}{300\,\mathrm{km/sec}}\right)$$

ここでN_νは消滅エネルギーが軽いニュートリノにいく割合，σは太陽物質とWIMPの弾性散乱の断面積である．対消滅の頻度を計算しているのに，弾性散乱の断面積が強度を決めているのは奇妙にもみえるが，これは捕捉率と消滅率が10^6年ほどのタイムスケールで平衡にあるので捕捉率だけで決まるようになっているからである．しかし，核子質量の4.4倍ぐらいより軽いWIMPは蒸発するので十分に蓄積はしない．

さて，太陽の中をWIMPが運動していると，それらが太陽の中心から外部への熱の輸送に効率よく寄与する．熱伝導率は衝突径路をl_xとして$n_x v_x l_x$に比例する．WIMPのn_xはバリオン物質に較べて非常に小さいが，l_xは弱い相互作用の粒子なので大きい．速度v_xは重力ポテンシャルの深さで決まっているのでほぼ一定．したがってn_xの小さい分をl_xが補って余りあるなら，WIMPによる熱の輸送の方が普通のものに較べて大きくなる．今までの太陽のモデルはこれを見落していたというわけである．

熱伝導率が大きくなれば，温度勾配がより小さくなり，より等温化される[13]．一方，表面温度は決まっているから中心温度は下方修正される．たとえわずかな温度の修正でも，実は中心部での核反応p-pチェインでのB^8の崩壊による太陽ニュートリノの発生率を有意に減らす．ところで，このニュートリノの地上での測定値がなぜか従来の計算値より3～4倍小さいことが知られている．したがってWIMPはこのギャップを埋めるのに好都合である．もっともこの“太陽ニュートリノ問題”の解決策としては，物質中での電子ニュートリノと他のニュートリノとの“振動”で説明する理論が最近注目を集めており，WIMPはお呼びでないかもしれない．

WIMPは白色矮星にも捕捉され，同じように熱伝導率を高め，冷却時間を短くする．特に，暗いものの冷却を早める[15]．このことは従来から問題となっていた白色矮星の数に関する理論と観測とのずれをうまく解決する．WIMPはもちろん地球にも捕捉されるが，顕著な現象はおこさない[16]．

WIMPの対消滅は星間空間でもまれにおこるが，それによるニュートリノの強度は小さい．しかし，$\tilde{\gamma}$の対消滅でγ線や荷電粒子対も作られ，観測と比較できる．特に荷電粒子は長く銀河内に蓄積されるため，低エネルギー宇宙線の反陽子を作る数少ないメカニズムの一つとなりうる[14]．

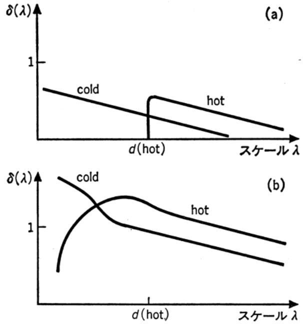


図 4　密度ゆらぎのスケールに対するスペクトラムの時間変化(模式図)． 初期(a)でのhot粒子では式(4)で与えられる長さより小スケールのゆらぎはかき消されている．時間がたつと(b)のように非線型($\delta(\lambda)>1$)になって，小スケールのゆらぎも2次的に発生する．cold粒子では小スケールのものほど早く成長する．

宇宙における構造の形成[2][17]

銀河や大規模構造の形成は重力によるものなので，暗黒物質の質量だけがそれに関係する．質量はその粒子の黒体輻射の平均エネルギーが非相対論的になる時刻を決める．そのときの地平線の大きさを現在まで膨張させると

$$d = 40(m_x/30\,\mathrm{eV})\mathrm{Mpc} \qquad (4)$$

となる．密度ゆらぎがあっても，粒子が光速で勝手に飛びまわっていれば密度ゆらぎは小さいスケールから順に掻き消されてしまう．これは非相対論的速度になるまで続く．そのスケールの上限が上のdと考えてよい．

この結果，軽い粒子の分布からはまず大スケールの構造ができる．ゆらぎが非線型まで成長して初めて小スケールの構造も2次的に発生する(図4)．m_xが大きくてdが銀河スケールに較べて小さいものを“cold”，そうでない軽いものを“hot”と呼ぶようになっている．

1980年に提案された“hot”ニュートリノ説はaで宇宙の大規模構造のスケールをうまく説明して注目を集めた．パンケーキ理論，ボイド膨張，爆

発的銀河形成などが大規模構造のパターンを説明する．ところがこの説はクェーサーなどの小天体の早期形成を説明できず躓いた．そこで1982年頃からWIMPやアキシオンの“cold”説が検討された[1]．密度ゆらぎ成長のコンピュータシミュレーションでの“hot”と“cold”の比較も行なわれた[18]．“cold”では小天体の早期形成は大丈夫だが，大規模構造が作れずやはり躓いた．その頃に出されたのが銀河は必ずしも物質のトレーサーでないという発想である．すなわち，大きな粗密の差がなくても，何かの原因で銀河の形成がある相関をもつ分布でおこる，とする考え方である．

このことは大スケールでの速度相関の観測でも示唆されている．銀河-銀河の相関関数 $\xi(r)$ から，銀河に物質がトレースすると仮定すれば，速度相関は

$$v^2(R) = 4\pi\rho_{\rm cri}\Omega\int^R \xi(r)r{\rm d}r$$

となる．$\Omega=1$ では $v(1\,h^{-1}{\rm Mpc})=1170$ km/sec となるが，実測では300 km/secと小さい．このギャップは質量分布と銀河分布とは違うとすればなんら問題がない．

大規模構造は光る銀河の相関パターンであって，あのように物質の粗密があると思う必要はない．こうした考えを“biased”銀河形成説と呼ぶ．ある密度ゆらぎだけが銀河になるというバイアスがかかっているという意味である．例えば，一番乗りした銀河形成の結果，他の銀河形成が押え込まれるとする説もある．しかし，“biased”説は実際はそれほどうまくいっていない．

こうして，構造形成論はしばらく前から暗礁に乗りあげている．そこで何か新しい要素を加える次のような説が出されている．(1)いろいろの質量の粒子の混合説[19]，(2)現在は崩壊してしまった粒子が，かつて銀河形成の役目を果したという説[20]，(3)宇宙ストリングが構造形成の種子となるとする説[21]など．宇宙ストリングは非重力的な相関メカニズムを持ち込む点で目新しいものである．

最近，10 Mpcスケールで600〜700 km/secにも達する速度相関があるとする観測の分析がある．これが事実なら構造形成説にまた新しい問題を提起するであろう．いずれにせよ，暗黒物質の正体は直接検出から宇宙での大規模構造形成までの幅広い現象を視野に入れて，素粒子物理の動向をも考慮しつつ，解明されなければならない．

文　献

(1) 佐藤勝彦：科学，**55**, 596(1985)

(2) 例えば，J. R. PRIMACK: in ‘Proceedings of “Enrico Fermi” School: Varenna 1984’

(3) N. VITTORIO & J. SILK: Astrophys. J. Lett., **285**, L39(1984)

(4) A. BOESGAARD & G. STEIGMAN: Ann. Rev. Astron. Astrophys., **23**, 319(1985)

(5) D. HEGYI & K. OLIVE: Astrophys. J., **303**, 56(1986)

(6) 全般的な解説，佐藤文隆：ビッグバンの発見——宇宙論入門，NHKブックス(1983)；吉村太彦：宇宙創成と素粒子，岩波書店(1985)

(7) G. STEIGMAN: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **29**, 313 (1979); R. SCHERRER & M. TURNER: Phys. Rev. **D 33**, 1585(1986)

(8) M. GOODMAN & E. WITTEN: Phys. Rev. **D 31**, 3059 (1985)

(9) A. K. DRUKIER & L. STODOLSKY: Phys. Rev., **D 30**, 2295(1984)

(10) L. M. KRAUSS: in ‘Neutrino Mass and Low Energy Weak Interaction’ ed. by V. BARGER & D. CLINE, World Scientific(1985)

(11) S. AHLEN et al.: Phys. Rev. Lett., 印刷中

(12) T. K. GAISSER & G. STEIGMAN: Preprint(1986); M. SREDNICHI et al.: Preprint(1986)

(13) W. H. PRESS & D. N. SPERGEL: Astrophys. J., **296**, 879(1985)

(14) J. SILK & M. SREDNICKI: Phys. Rev. Lett., **53**, 624 (1984)

(15) R. MOCHKOVITCH et al.: Astrophys. J. 印刷中

(16) K. FREESE: Phys. Lett., **B 167**, 295(1986); L. KRAUSS et al.: Phys. Rev., **D 33**, 2079(1986)

(17) 佐藤文隆：科学，**52**, 447(1982)；高原文郎：科学，**54**, 730(1984)

(18) M. DAVIS et al.: Astrophys. J., **292**, 371(1985); A. MELOTT: Astrophys. J., **289**, 2(1985)

(19) S. IKEUCHI & C. NORMAN: Preprint(1986)

(20) M. TURNER, et al.: Phys. Rev. Lett., **52**, 2090 (1984); M. FUKUGITA & T. YANAGIDA: Phys. Lett., **144B**, 386(1984)

(21) N. TUROK & R. BRANDENBERGER: Phys. Rev., **D 33**, 2175(1986); H. SATO: Mod. Phys. Lett., **A 1**, 9 (1986); Prog. Theor. Phys., **73**, 1342(1986)

8 宇宙の大規模構造

高 原 文 郎*

ここ数年来明らかにされてきた超銀河集団やボイドといった宇宙の大規模構造の存在は，膨張宇宙における銀河形成理論に大きな影響を与える．質量をもつニュートリノが大規模構造生成の原因となるという理論が有力になっているが，いくつかの未解決の問題も残されている．

宇宙の構造

宇宙は多数の銀河から成っており，銀河は互いにその距離に比例した速さで遠去かっている．また宇宙は温度が約3Kの黒体放射のスペクトルをもつマイクロ波バックグラウンドでほぼ一様にみたされている．この放射を以後“3K放射”と呼ぶ．宇宙膨張と3K放射とを基にして，宇宙が高温高密度の状態から出発した，というビッグバン宇宙論が構成される．ビッグバン宇宙論は3K放射とともに，宇宙初期の原子核反応によって今日観測される水素やヘリウムの元素存在量を説明することで成功をおさめた．

ところで現実の宇宙の物質分布は決して一様ではない．可視光でみえる物質は銀河に集中していて，銀河と銀河との間の空間にはほとんど物質が存在していないようにみえる．また銀河の分布自体も一様ではない．多くの銀河は連銀河をなしたり，数個～数十個から成る銀河群をなしたり，あるいは1000個もの銀河の集まった銀河集団をなしたりしている．さらに，銀河集団が何個か集まった超銀河集団というものの存在も，すでに30年ほど前から示唆されていた．

銀河の3次元分布を調べるのには天球上に投影された銀河のみかけの位置を調べるだけでは不十分であり，その銀河までの距離を決めなければならない．遠くの銀河までの距離はハッブルの法則を使って逆に後退速度から求めることになる*．多数の銀河のスペクトル線の赤方偏移を系統的に観測しその後退速度を定めるという研究は，観測機器の進歩をまってやっと最近可能となってきたのである．そしてその結果として，後に述べるように，超銀河集団の存在が確証され，銀河がほとんど存在しない“ボイド”と呼ばれる領域が発見されたのである[1]．

ではこのような銀河の分布，また銀河そのものは，ビッグバン宇宙のなかでどのようにして形成されるのだろうか．宇宙構造の発生が重力によって物質が集まるという性質によっていることは疑いない．宇宙初期に存在した微小振幅の密度のゆらぎが重力的に成長して，今日みられる構造をつくるのである．逆に今日みられる宇宙の構造から，宇宙初期に存在しなければならない密度ゆらぎの性質を調べることができる．これが銀河形成理論の課題なのである．

銀河の分布や銀河形成理論を詳しく述べる前に，もう一つの重要な問題をあげておく必要がある．宇宙には銀河から超銀河集団やボイドに至るさまざまなスケールの構造があるが，さらに大きなスケールで平均化すると3K放射の等方性が示すように一様等方になると考えてよい．このスケールで宇宙の物質の平均密度 $\bar{\rho}$ を定義することができる．宇宙膨張を記述する二つのパラメータ，ハッ

* Fumio TAKAHARA 東京大学東京天文台野辺山宇宙電波観測所

* 銀河の後退速度を v，距離を D とするとハッブルの法則は $v=H_0D$ と書ける．H_0 の値については今日でも 50～100 km s^{-1} Mpc^{-1} の間の不定性があるので，求めた距離にも2倍の不定性がでてくる．本稿では H_0=100 km s^{-1} Mpc^{-1} とした距離を使うことにする．

ブル係数 H_0 と減速係数 q_0 は $\bar{\rho}$ と次のような関係がある．現在の宇宙の膨張率を表わす H_0 を使って臨界密度 $\rho_{cr}=3H_0^2/8\pi G$ を定義する．$\bar{\rho}/\rho_{cr}$ を Ω_0 と書いてこれを密度係数と呼ぶ．$\Omega_0=2q_0$ という関係があるので，宇宙の平均密度は膨張の減速を支配する重要な量であることがわかる．よく知られているように $q_0>1/2$ は正曲率の閉じた宇宙，$q_0=1/2$ は曲率ゼロの平坦な開いた宇宙，$q_0<1/2$ は負曲率の開いた宇宙に対応する．

ここで問題となるのは，宇宙の物質密度には可視光でみえる銀河とともにそれ以外の物質も寄与するということである．銀河集団にはまさにそのような物質が存在することが知られている．銀河集団は力学的な平衡状態にある系であるから，ビリアル定理を適用して系の全質量を求めることができる．ビリアル定理によると銀河集団の重力エネルギー W と集団を構成する銀河の全運動エネルギー T との間には $W+2T=0$ の関係がある．W は質量の2乗，T は質量に比例する．これから決めた質量を“力学的質量”と呼ぶ．一方，個々の銀河の質量をその明るさから推定して求めた銀河集団の質量を“可視的質量”と呼ぶ．この二つの質量を比べると，力学的質量は可視的質量の10倍から100倍にも達するのである．このように銀河集団にはみえない質量が存在するのである．最近では銀河の回転曲線の観測から，個々の銀河にも可視光でみえる部分をとりかこんで拡がる大質量ハローと呼ばれるみえない質量が存在していることが明らかになっている[2]．したがって，宇宙の平均密度や銀河形成を論ずる際に，このみえない質量の問題を避けて通れないのである．

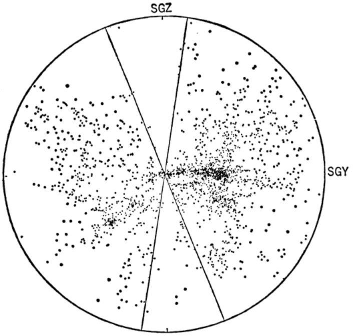
銀河の赤方偏移探査と超銀河集団・ボイドの発見

1970年代の後半からいくつかのグループによって系統的に銀河の赤方偏移探査が行なわれはじめた．これによって銀河の3次元分布がはじめて明らかにされたのである．TULLY は比較的近傍の銀河約2000個の赤方偏移から DE VAUCOULEURS によって以前から示唆されていた局所超銀河集団の存在を確証した[3]．図1には TULLY による近傍銀河の分布図を示す．三つの図は3次元分布の直交する3平面への投影であって，一見してわかるように，銀河は SGX–SGY 平面に集中した円盤状の分布を示すと同時に，そのまわりに複雑な構造をもっていることがわかる．円盤部の中心の銀河の密集した部分がおとめ座の銀河集団であり，われわれの銀河から約15 Mpc の距離にある．局所超銀河集団はわれわれの銀河をその端に含む直径約20 Mpc の円盤状の構造である．

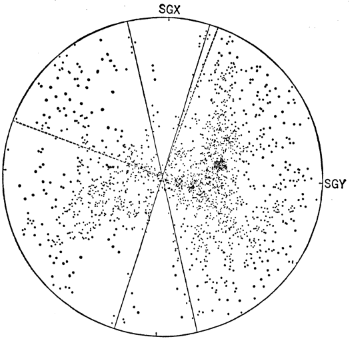
図2には GREGORY と THOMPSON によるかみのけ座銀河集団の方向の銀河の分布を示す[4]．この図から，かみのけ座銀河集団と A1367 銀河集団の二つがその間の帯状の銀河分布で結ばれて一つの超銀河集団をなしていることがわかる．その大きさはやはり20 Mpc 程度にもなる．さらにこの超銀河集団の手前側には銀河のほとんど存在しない領域が存在している．これがいわゆる宇宙の“穴”，ボイドと呼ばれるものである．銀河集団が視線方向に細長くみえているのはみかけ上のものである．銀河集団を構成する銀河は約1000 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ にものぼる速度分散をもっているため，観測される後退速度は宇宙膨張の速度とそれからのずれである特異速度を加えたものになり，同じ距離にあっても後退速度が異なってみえるからである．

ソ連の EINASTO たちはペルセウス座銀河集団を含む広範囲の銀河の3次元分布を解析し，やはりここにも超銀河集団やボイドを発見した[5]．EINASTO たちは，さらに超銀河集団はフィラメント状あるいはシート状の形状をしており，超銀河集団同士も孤立しておらず，細胞状に結合して全宇宙が一つの網の目構造を示すと主張している．細胞壁と細胞壁の交わる格子点が特に銀河の密集する銀河集団に対応し，細胞の内部がほとんど銀河の存在しないボイドに対応することになる．そして彼らによれば，どんな集団にも属さない孤立した銀河は存在せず，すべての銀河は超銀河集団に属している．EINASTO たちの描像は最近の観測の進展によってさらに確かめられている[6]．

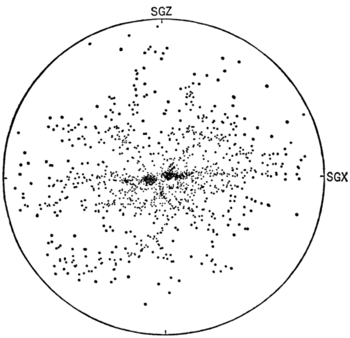
ほかにもいくつかの超銀河集団の存在が知られ



(a)



(b)



(c)

図 1 TULLY による近傍銀河の3次元分布[3]. (a)(b)(c)は直交する3平面への投影であり，SGX, SGY, SGZ は超銀河座標と呼ばれる座標系を表わす．円の半径は 30 Mpc であり，(a)(b)の2本の直線で囲まれた部分はわれわれの銀河による吸収で系外銀河がみえない部分である．SGX-SGY 平面にある直径約 15 Mpc の円盤状の銀河の集合が局所超銀河団である．

ているが，超銀河集団の特徴は，その大きさが 10～50 Mpc と非常に大きいこと，また形状がかなり不規則であることである．超銀河集団内の銀河の速度分散は数百 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ とそれほど大きくはなく，宇宙年齢 10^{10} 年たっても銀河は超銀河集団を横切っていない，すなわち超銀河集団は力学的には緩和していない状態にあることがわかる[1].

ボイドの存在を有名にしたのは，KIRSHNER たちによる牛飼座のボイドの発見である[7]．彼らは，天球上の比較的狭い領域を暗い銀河まで赤方偏移を測定する探査の過程で，牛飼座の方向に直径 100 Mpc にもなるボイドを発見した．このボイドはそれまでに発見されたボイドの2倍以上の長さをもち宇宙最大のボイドとなった．このボイドも周囲をいくつかの超銀河集団で囲まれている．最初の発表では，互いに 35° 離れた広さ 1.4 平方度の三つの小領域中に距離 120Mpc から 180 Mpc の間に全く銀河がないことからボイドの存在を推定したものであった．その後，残りの大きな領域には銀河が存在するという反論もあったが，KIRSHNER たちはさらに多くの小領域の探査を進めてボイドの存在を確認した[8]．ただし，ボイドの天球上における拡がりはやや小さくはなって，直径で約 20°，長さにして約 50 Mpc であるが，依然最大のボイドである．

銀河分布の定量的記述

銀河の分布は決して一様ではなく，さまざまなスケールで集群しているが，この分布の様子を定量的に記述するにはどのような方法を用いればよいだろうか．最もよく使われかつ有力な方法は，銀河分布の2体相関関数を用いる方法である[9]．この方法では銀河の分布を

$$n(r) = n_0(1+\xi(r)) \qquad (1)$$

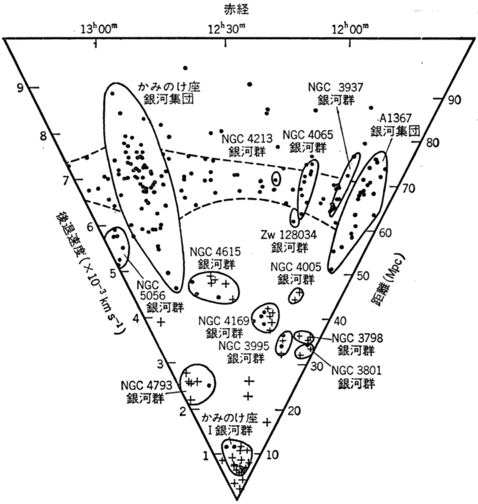


図 2 GREGORY と THOMPSON による かみのけ座銀河集団および A1367 銀河集団の方向の銀河分布[4]．赤緯 19° と 32° の間の銀河をプロットしている．図をみやすくするため赤経方向の角度スケールは約 2 倍に拡大してある．二つの銀河集団が帯状の銀河分布で結びつけられ一つの超銀河集団をなしていること，その手前にほとんど銀河のない直径約 20 Mpc のボイドが存在することがわかる．

と記述する．n_0 は銀河の平均密度であり，ξ が 2 体相関関数である．式(1)は，ランダムにある 1 個の銀河を選んだときに，その銀河から距離 r の位置での銀河の密度が n_0 に比べてどれくらい変わっているかを記述するのである．もし銀河が互いに集群せず，全くランダムに分布していれば $\xi=0$ となる．DAVIS と PEEBLES は最近完了した天体物理学センターの赤方偏移探査の結果を解析して，ξ が 30 kpc$\lesssim r \lesssim$10 Mpc の範囲で

$$\xi(r)=(r/5.4\,\mathrm{Mpc})^{-1.8} \qquad (2)$$

の形になるという結果を得ている[10]．他の人々もさまざまなデータを解析して同様の結果を得ている．

2 体相関関数は $r\lesssim$10 Mpc という比較的小規模での銀河の集群の様子をうまく記述することができる．このとき集群による重力エネルギーは

$$J_2=\int_0^\infty \xi(r) r\,\mathrm{d}r \qquad (3)$$

という積分に比例するので，集群に伴う運動エネルギーがわかれば両者の間に成立する，ビリアル定理に類似した関係式を用いて宇宙の密度係数 Ω_0 を求めることもできる．DAVIS と PEEBLES は，集群に伴う速度分散によってみかけ上の銀河の位置が視線方向に散らばることから速度分散を推定し，Ω_0 が 0.2〜0.4 程度という結果を得た[10]．

2 体相関関数はしかし $r\gtrsim$10 Mpc の大規模構造をうまく記述できない．2 体相関関数は銀河の集群のふるまいが等方的であることを前提しているのに対し，このスケールでは，超銀河集団の形状をみてもわかるように，銀河の分布はいちじるしく非等方であるからである．このような分布を記述するために ZELDOVICH たちはクラスター解析あるいはパーコレーション解析と呼ばれる方法を使った[11]．これは各銀河に対し半径 r の球を描き，その球の中にはいる近傍の銀河を一つのクラスターに属するとして全銀河をいくつかのクラスターに分けていく方法である．r が十分小さければ各銀河は互いに分離して銀河の数だけのクラスターが存在するが，r を大きくしていくと次第に一つのクラスターに多数の銀河が属するようになり，r を十分大きくするとすべての銀河が一つのクラスターに属するようになる．ある r をとったときにできるクラスターにはさまざまの形状，大きさのものがあるが，そのクラスターの性質を調べる

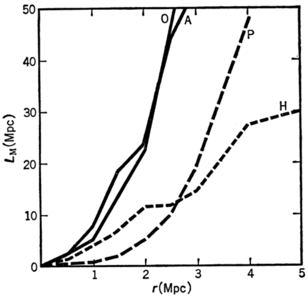


図 3 ZELDOVICH たちによる銀河のクラスター解析の結果[11]. 各銀河に半径rの球を付随させ，その球の内にはいる近傍の銀河を一つのクラスターに属するものとする．さらにこの球にはいった銀河に付随させた球にはいる他の銀河も同じクラスターに属するものとする．これを続けて全銀河をいくつかのクラスターに分割することができる．L_Mはこうしてできたクラスターのうち最も長いものの長さである．四つの曲線はそれぞれ異なった銀河分布のサンプルに対応する．

ことで銀河分布の特徴を探ろうというわけである．図3は，あるrに対してできたクラスターの最大の長さL_Mをプロットしたものである．図の四つの曲線のうちOは観測された銀河分布，Pはランダムに銀河を分布させたもの，AとHは後に述べる銀河形成の二つのモデルに従って数値シミュレーションを行なって得た銀河分布に対応する．この図は観測された銀河分布がランダムなものに比べ，結合した，より長い構造をつくっていることを示している．

宇宙の物質分布を調べる単位として銀河集団をとる試みもある．BAHCALL と SONEIRA は赤方偏移のわかっている銀河集団に対して銀河集団間の2体相関関数ξ_{cc}を調べ，$5\,\mathrm{Mpc} \lesssim r \lesssim 150\,\mathrm{Mpc}$の範囲で

$$\xi_{cc}(r) = (r/25\,\mathrm{Mpc})^{-1.8} \qquad (4)$$

と書けることを発見した[12]．銀河の相関関数に比べ，相関の度合がはるかに強いこと，またはるかに長い範囲にわたっていることが特徴である．銀河集団の相関関数が超銀河集団の構造を反映していることは疑いがない．

銀河形成の二つのシナリオ

さて上に述べたような宇宙の構造は，宇宙初期に存在した微小な振幅の密度ゆらぎが重力的に成長してできたものと考えられている[13]．宇宙の進化を考えると，赤方偏移zが$z_{rec} \simeq 10^3$に対応する再結合期以前には放射と物質とは一体となって運動しており，密度ゆらぎの成長できる限界質量であるジーンズ質量は超銀河集団の質量よりはるかに大きかったので密度ゆらぎは成長できなかった．その時期のゆらぎは，断熱ゆらぎと等温ゆらぎの2種類に分けられる．断熱ゆらぎは再結合期以前には音波として存在していたので，振動の過程で放射と物質との間に粘性が働き，小さなスケールのゆらぎは減衰してしまう．その限界質量M_Dは物質密度によって異なるが，$10^{12} \sim 10^{14}\,M_\odot$程度となる[14]．現在の物質密度が小さければ$M_D$は大きくなる．断熱ゆらぎでは放射もゆらいでいるので，再結合期のゆらぎが今日3K放射の小角度スケールの非等方性として観測され，これは再結合期に存在した断熱ゆらぎの情報を直接に与えることになる．

一方，等温ゆらぎはエントロピーのゆらぎであり，放射は一様だが，物質密度だけがゆらいでいるというものである．等温ゆらぎは放射粘性による減衰もうけないし，3K放射の非等方性も残さない．再結合期を過ぎると放射と物質との結合が切れるので，物質のジーンズ質量は急激に減少し$10^6\,M_\odot$程度となる．その後の密度ゆらぎの成長は，断熱ゆらぎも等温ゆらぎも同じようにふるまい，平均密度をρ，密度ゆらぎを$\delta\rho$と記すと，$\delta\rho/\rho \propto 1/(1+z)$のように成長する．

ZELDOVICH たちは密度ゆらぎとして断熱ゆらぎを考え，最初に形成する天体は銀河集団であると考えた[15]．一般にゆらぎの形状は球対称ではないので，例えば3軸不等の楕円体を思い浮かべるとよいが，このような形状のゆらぎはまず最短軸方向への重力が卓越するので，$\delta\rho/\rho \sim 1$となって天体が形成されるときには最初にシート状のものができる．このようなシートを称して ZELDO-

VICHはパンケーキと呼んだので，この理論は“パンケーキ理論”とも呼ばれる．このシナリオでは銀河はパンケーキの重力不安定で分裂によって形成される．現在最も遠くにみえる天体，したがって最も古くに形成された天体の赤方偏移はクェーサーであって，$z=3.78$のものまで発見されている．したがって密度ゆらぎの大きさ$\delta\rho/\rho$は$z\sim4$で~1になっていなければならない．すると再結合期での$\delta\rho/\rho$は5×10^{-3}程度はあったことになる．ところが3K放射は小角度スケールでは驚くべきほど等方であって，再結合期における断熱ゆらぎの振幅はせいぜい$\delta\rho/\rho\lesssim2\times10^{-4}$でしかない[16]．この両者の間には25倍もの開きがある．3K放射の等方性からは，断熱ゆらぎは今日でもせいぜい$\delta\rho/\rho\sim0.2$くらいにしかならない．この点がパンケーキ理論の最大の難点であった．

一方，PEEBLESたちは，観測される銀河の相関関数の形(式(2))を根拠にして，小さいスケールの構造ほど強く重力的に束縛されているということから，小さなスケールの密度ゆらぎほど再結合期の振幅が大きく，早い時期に$\delta\rho/\rho\sim1$となって天体が形成されたと考えた[9]．等温ゆらぎを考えると小さなスケールのゆらぎも生き残ることができるし，3K放射の非等方性からの制限にも矛盾しない．このシナリオでは，まず銀河が先に形成され，次により大きいスケールのゆらぎの成長に伴って次々により大きな構造が形成されていくので，これを“ヒエラルキー理論”とも呼ぶ．

宇宙の大規模構造の存在はどちらのシナリオに有利だろうか．まずヒエラルキー理論では銀河はほぼ一様にできるのだから，全く銀河の存在しないボイドを作るのは非常に難しい．また前出の図3にはAとHという二つの曲線が引かれており，Aはパンケーキ理論，Hはヒエラルキー理論の予言する銀河分布である．明らかにAの方が現実の分布に対応するOとはよく一致している．すなわち超銀河集団やボイドという宇宙の大規模構造はむしろパンケーキ理論を支持するのである．

ニュートリノの質量と宇宙論

では3K放射の等方性というパンケーキ理論の困難はどう解決したらよいのだろうか．宇宙の大規模構造が発見されていく時期とちょうど同じ1980年に，ソ連のLUBIMOVたちはトリチウムのβ崩壊の実験データを詳細に検討して，電子ニュートリノが30 eV程度の静止質量をもつと報告した[17]．この実験そのものは大変微妙なものであり，さまざまの反論があったりしたが，LUBIMOVたちは最近でも詳細な検討と追試でこの質量を確認したと報告している．この実験の報告を機に，一斉にニュートリノが質量をもつ場合の宇宙論への影響が論じられはじめた[18][19][20]．実はそれ以前にもこの問題を検討した人々はいたのだが，あまり真剣には考えられていなかった．1980年という時期にニュートリノの質量が真剣に検討された背景には，当時素粒子論の方でゲージ理論に基づく相互作用の統一という動きが大きく進展しはじめたことと関連する．この理論ではニュートリノが質量をもってもおかしくはない，あるいは質量をもつ方が自然だと考えられはじめていたからである．

ニュートリノは宇宙初期では他の物質や放射と熱平衡にあるが，温度が約1 MeVまで下がってくると他の物質との相互作用が切れるため，その後は自由粒子としてふるまう．現在の宇宙におけるニュートリノの数密度は1 cm^{3}に約100個である．ニュートリノの質量をm_ν eVとするとその密度は$2\times10^{-31}m_\nu$ g cm^{-3}となり，$m_\nu=30$ならば6×10^{-30} g cm^{-3}となって核子物質の密度の数十倍にもなってしまうのである．こうなると，核子物質と放射だけが存在するとした前述の銀河形成のシナリオも大きくかわってしまう．ではニュートリノに質量があるときの密度ゆらぎのふるまいはどうなるだろうか．宇宙の膨張とともにニュートリノの速度分散は小さくなっていき，ある赤方偏移$z_{\rm nr}$に達したときニュートリノは非相対論的になる．すなわち運動エネルギーが静止質量エネルギーよりも小さくなる．この時期にニュートリ

ノのジーンズ質量は最大値 $M_{\nu J}{}^{\max}$ をとる．z_{nr} と $M_{\nu J}{}^{\max}$ は

$$1+z_{nr} = 2000\, m_\nu \qquad (5)$$

$$M_{\nu J}{}^{\max} = 10^{19}\, m_\nu{}^{-2}\, M_\odot \qquad (6)$$

と与えられる．その後ニュートリノのジーンズ質量は $(1+z)^{3/2}$ に比例して小さくなり，現在では $10^{14}\, m_\nu{}^{-7/2} M_\odot$ となっている．ニュートリノは他の物質とは重力以外の相互作用をしない無衝突粒子であるので，ジーンズ質量以下のサイズのゆらぎには特有の減衰が生ずる．すなわち多数のニュートリノがばらばらの方向に自由に走ったサイズの分だけ密度のゆらぎはなくなってしまうのである．その結果，宇宙初期に存在した密度ゆらぎのうち $M_{\nu J}{}^{\max}$ 以下のものはすべて消えてしまうのである．もし $m_\nu=30$ ならば $M_{\nu J}{}^{\max}$ は $10^{16} M_\odot$，すなわちまさに超銀河集団の質量に対応する質量になる．

ZELDOVICH たちは，元々のパンケーキ理論を修正して，最初にできるパンケーキは実は $M_{\nu J}{}^{\max}$ で与えられる超銀河集団であると理論を発展させた[20]．こうするとパンケーキ理論の最大の困難であった 3 K 放射の等方性との矛盾を大きく緩和できるのである．ニュートリノの密度ゆらぎの成長は再結合期 z_{rec} よりもかなり早い z_{nr} の時期に始まるのに対し*，核子物質は z_{nr} と z_{rec} の間の期間は放射と強く結合していてジーンズ質量が大きく密度ゆらぎは成長できない．z_{rec} 以降になってはじめて核子物質はニュートリノの密度ゆらぎの成長に追いつくことになる．したがって z_{rec} における核子物質の密度ゆらぎの振幅はニュートリノの密度ゆらぎの振幅に比べ $(1+z_{rec})/(1+z_{nr})$ だけ小さい．$m_\nu=30$ なら約 100 分の 1 だけ小さく，3 K 放射の等方性との矛盾はなくなってしまう．さらに，負の密度ゆらぎの部分は宇宙膨張とともに拡がり，銀河の全くないボイドをつくる．そこに核子物質はあっても銀河は形成せずガスのままで留まっているのである．このようにしてパンケーキ理論はニュートリノの質量によって有力になってきたのである．

一方，ヒエラルキー理論にとっては，ニュートリノの質量は大きな困難をもたらす．ちょっと考えると，ニュートリノに質量があろうとなかろうと再結合期以降の核子成分の密度ゆらぎの成長には関係がないように思えるが，そうではない．ニュートリノの質量を 30 eV とすると，ニュートリノのジーンズ質量は現在でも $10^9 M_\odot$ 程度，再結合期では $10^{13} M_\odot$ を超えている．銀河質量程度の核子物質の密度ゆらぎが成長しようとすると，その重力はニュートリノにもおよぶが，ニュートリノのジーンズ質量は大きいので，ニュートリノは重力で得たエネルギーを分散させてしまい，核子物質の収縮を妨害するのである．こうしてニュートリノが質量をもつと，銀河の形成はパンケーキの形成後に作るしかなくなるのである．

ニュートリノ・パンケーキ説の問題点

ニュートリノの質量は宇宙の大規模構造のスケールを自然に与えるとともに，銀河集団や銀河のみえない質量の問題も同時に解決する．みえない質量が何であるかについてさまざまの候補があげられるが，これは核子物質ではないということが宇宙初期の元素合成の計算からわかる[21]．というのは，宇宙初期に合成される元素の量は核子物質の密度が大きくなるとヘリウム量が増え，重水素量が減るという関係がある．この量と現在の宇宙における両者の存在量とを比較することによって，現在の核子物質の密度は $2\times10^{-31}\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ 程度であると考えられるのである．この量は銀河集団のみえない質量を説明するのには少し小さいし，銀河の相関関数から得られた $\Omega_0 \simeq 0.2\sim0.4$ からみるとかなり小さい．さらに 30 eV 程度のニュートリノの質量は銀河ハローのみえない質量をも説明できる．ニュートリノはフェルミ粒子であるので，銀河ハローのサイズに，銀河に束縛される特徴的な速度分散 $200\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ の粒子を束縛するためには，位相空間の密度に制限がつくのである．30 eV というのはこれが可能になるぎりぎりの質

* 正確にはニュートリノのエネルギー密度と光子のエネルギー密度が等しくなる時期に始まる．この時期は z_{nr} よりわずかに後になる．予想される 3 K 放射の非等方性や形成される天体の質量などの数値はこのような細かな取扱いである程度かわりうる．

量である[22].

パンケーキ理論で実際にこのような銀河ハローをつくることができるだろうか．最短軸方向の重力崩壊の過程を考えよう．ニュートリノと核子物質とが重力崩壊したとき，ニュートリノは無衝突系であり核子物質は流体系であるので，そのふるまいは異なる．ニュートリノは崩壊の結果運動エネルギーを乱雑化して数百 km s^{-1} から 1000 km s^{-1} ものを速度分散をもって空間的に拡がるのに対し，核子物質は熱化したエネルギーを放射冷却で失い収縮を続ける．そして核子物質の密度がニュートリノの密度をこえるようになるまで収縮した時点で重力不安定性により銀河が形成される．このようなシナリオを考えると，生まれた銀河は速度分散の大きいニュートリノを集めてハローをつくることができないように思われる．しかし MELLOT は数値シミュレーションを行なって 10 % 程度のニュートリノは非常に小さな速度分散に留まることを示した[23]．この低速度分散ニュートリノを集めて銀河ハローができると考えればよいのである．

このようにニュートリノの質量は宇宙論の数多くの問題を一挙に解決できる魅力的な考えである．しかし詳しくみていくと，いくつかの問題もまた存在する．ニュートリノの最大ジーンズ質量で決まる超銀河集団が最初にできる天体だとすると，それは少なくとも z〜4 の時間には最短軸方向への重力崩壊によってパンケーキを形成し，パンケーキの分裂によって銀河をつくりはじめていけなければならない．次に中間軸方向への重力崩壊が生ずると形状はフィラメント状になり，最長軸方向への重力崩壊も完了すると形状は球に近くなっていく．しかし局所超銀河集団の銀河の数密度はまわりに比べてたかだか 2 倍程度であるし，銀河の速度分散もそれほど大きくはない．最短軸方向への重力崩壊が完了しているか否かでさえ，現在の観測からは明らかではないのである．もしパンケーキの重力崩壊がかなり最近の時期に生じたものとすると，銀河はパンケーキでできたのではないことになる．

パンケーキ理論における物質分布や銀河分布の時間発展は数値シミュレーションによって調べることができる．図 4 には CENTRELLA と MELLOT による 3 次元シミュレーションの結果を示す[24]．

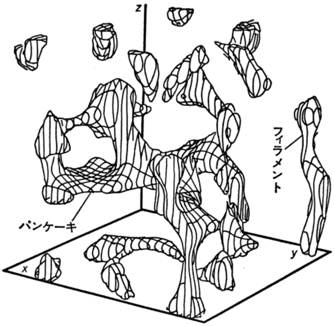


図 4　CENTRELLA と MELLOT による 3 次元シミュレーションの結果[24]． 密度が平均密度の 2 倍以上になった領域を示している．

パンケーキ理論では，銀河分布の相関関数は銀河形成後の銀河間の相互作用によって生ずると考える．シミュレーションの結果を使って相関関数の時間発展を調べると，もし z〜4 にパンケーキが形成されたとすると，現在の時点では銀河分布の相関の程度は短い距離では観測されるものよりもかなり大きくなっている．現在観測される相関関数を再現するためにはパンケーキの形成は z〜1 程度の時期におこらなければならない[25]．z〜3 以上にも多数のクェーサーが存在することから考えて銀河形成はパンケーキ形成よりずっと前におこっていることになる．

このような困難を逃れるにはどのような可能性があるだろうか．一つの可能性は，再結合期にすでに $\delta\rho/\rho$ が 1 になっているような等温ゆらぎが存在したと仮定することである[19]．このようなゆらぎは 3 K 放射の等方性とも矛盾せず，かつ早い時期に銀河をつくってそのまわりにニュートリノのハローをつくることもできる．この仮定はしかし，すでに再結合期に銀河が存在したと仮定するのに等しい上に，最近の大統一理論によると宇宙初期にできるゆらぎは断熱ゆらぎであるので，等温ゆらぎをつくるためには不自然な仮定をおか

ねばならないことになる.

もう一つの可能性は，電子ニュートリノ以外にも質量をもった相互作用をほとんどしない素粒子を考えることである[26]. もともと電子ニュートリノが質量をもてば，当然，他の2種類のニュートリノ，ミューニュートリノとタウニュートリノも質量をもつはずである. そしてこれらのニュートリノの質量は電子ニュートリノの質量より重たくなると考えるのが自然である. もし仮にミューニュートリノの質量が3 keVであったとすると，式(6)からミューニュートリノの最大ジーンズ質量は$10^{12}M_\odot$となり典型的な銀河の質量を与えるし，早くに銀河をつくることができる. ただしこの場合，現在の宇宙の平均密度はΩ_0が100程度になって，明らかに観測と矛盾する. これを逃れるためには，ミューニュートリノが現在までにほとんど質量が0の粒子に崩壊したと考えればよい. しかし，崩壊してできた粒子が光子だとすると，現在のバックグラウンド放射の強度と矛盾するので，崩壊生成物は光子以外のものでなくてはならないことになる. さらに別の試みとしては，ある種の大統一理論が予言するアキシオン，フォティーノといった仮説的な素粒子が銀河形成の役割を果たしているのではないかというものがある[27].

このように，宇宙の大規模構造の発見は，一方での素粒子論の発展とも絡みあって，宇宙の構造形成の理解を大きく進めている. 今後も，宇宙の大規模構造のより詳細な研究が，天体物理学と素粒子論の双方にとって大きな意味をもちつづけるだろう.

文　　献

(1) J. H. Oort: Ann. Rev. Astron. Astrophys., **21**, 373 (1983)
(2) S. M. Faber & J. S. Gallagher: Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 135 (1979)
(3) R. B. Tully: Astrophys. J., **257**, 389 (1982)
(4) S. A. Gregory & L. A. Thompson: Astrophys. J., **222**, 784 (1978)
(5) J. Einasto et al.: Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **193**, 353 (1980)
(6) M. Davis et al.: Astrophys. J., **253**, 423 (1982)
(7) R. P. Kirshner et al.: Astrophys. J., **248**, L57 (1981)
(8) R. P. Kirshner et al.: in 'Early Evolution of the Universe and Its Present Structure', G. O. Abell & G. Chincarini ed., Reidel (1983) p. 197
(9) P. J. E. Peebles: The Large-Scale Structure of the Universe, Princeton (1980)
(10) M. Davis & P. J. E. Peebles: Astrophys. J., **267**, 465 (1983)
(11) Ya. B. Zeldovich et al.: Nature, **300**, 407 (1982)
(12) N. A. Bahcall & R. M. Soneira: Astrophys. J., **270**, 20 (1983)
(13) B. J. T. Jones: Rev. Mod. Phys., **48**, 107 (1976)
(14) B. J. T. Jones & R. F. G. Wyse: Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **205**, 983 (1983)
(15) Ya. B. Zeldovich: in 'The Large Scale Structure of the Universe', M. S. Longair & J. Einasto ed., Reidel (1978) p. 409
(16) R. B. Partridge: in 'The Origin and Evolution of Galaxies', B. J. T. Jones & J. E. Jones ed., Pergamon (1983) p. 121
(17) V. A. Lubimov et al.: Phys. Lett., **94B**, 266 (1980)
(18) A. S. Szalay & J. R. Bond: in 'Early Evolution of the Universe and Its Present Structure', G. O. Abell & G. Chincarini ed., Reidel (1983) p. 307
(19) H. Sato & F. Takahara: Prog. Theor. Phys., **66**, 508 (1981)
(20) A. G. Doroshkevich et al.: in 'Tenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics', R. Ramaty & F. C. Jones ed., The New York Academy of Sciences (1981) p. 32
(21) B. E. J. Pagel: Phil. Trans. Roy. Soc. London, **A307**, 19 (1982)
(22) S. Tremaine & J. E. Gunn: Phys. Rev. Lett., **42**, 407 (1979)
(23) A. L. Mellot: Nature, **296**, 721 (1982)
(24) J. Centrella & A. L. Mellot: Nature, **305**, 196 (1983)
(25) R. Schaeffer & J. Silk: Astrophys. J., **281**, L13 (1984)
(26) M. Davis et al.: Astrophys. J., **250**, 423 (1981)
(27) G. R. Blumenthal et al.: Nature, **311**, 517 (1984)

9 銀河形成論と宇宙の大規模構造

池 内 了*

膨張宇宙における銀河形成論が，みえない物質の素性，宇宙の大規模構造の形成，球状星団・銀河間雲・矮小銀河などの銀河より小さいスケールの天体の起源，宇宙を一様に満たす高温ガスの加熱など，関連する問題をも，一挙に解決することをめざして新しい展開をみせている．近年の進展を概括する．

現在の宇宙を構成する基本単位は銀河であり，光を放っている物質のほとんどは銀河に集中している(ようにみえる)．これら銀河は集団を形成し，それらはさらに大きな構造をつくっている[(1)(2)]．このように，少なくとも光で観測している物質分布は非一様である．一方，ビッグバン宇宙論では，宇宙は高温・高密度のほぼ一様な状態から出発したのだが，後に銀河(または銀河を形成するもとになる種)になる物質のごく小さな密度ゆらぎは，宇宙初期にすでに仕込まれていたとし，それが後に自己重力によって銀河(またはその種)に成長したと考える．このような，小さな密度ゆらぎから銀河形成に至る過程を扱う銀河形成論は，すでに40年近く前にLIFSHITZによって開始され[(3)]，現在3度目の隆盛期にある．2度目は，宇宙を一様に満たす絶対温度が2.7 Kの宇宙黒体輻射の発見によって，ビッグバン宇宙論が確立した時期である．銀河形成論の基本的な枠組はほとんどこの時期に提唱されている．

1980年に入ってからのこの数年は，観測技術の向上によって銀河の大局的な3次元分布が明らかにされた結果，銀河誕生に至る時間発展だけでなく，空間的分布＝構造をも解明することが要請され，さらに，みえない物質の問題，銀河より小さいスケールの天体の起源の問題，高温銀河間ガスの加熱の問題などの解決をもめざして，より広い枠組で，銀河形成論が改訂されつつある．本論では，二つの代表的銀河形成論が，新たな観測的・理論的要請によってどのように変貌させられつつあるかを，筆者らの提案しているモデルを含めて概括する．将来，打上げ予定のスペース・テレスコープ(ハッブル望遠鏡と名付けられた)によって，銀河形成の現場を直接みることができるかもしれないという期待も大きく，いわば，観測的宇宙論の確立の時期を迎えている．

* Satoru IKEUCHI 東京大学東京天文台

二つの銀河形成論

ビッグバン宇宙で，物質および輻射の温度が数千度以上の時代では，物質の主成分である水素は完全に電離していてプラズマ状態にあり，物質と輻射は結びついて一緒に運動していた．宇宙膨張開始後，数十万年経った宇宙の赤方偏移*が $z_{\rm dec}\simeq1000$ の頃，温度は数千度以下に下がり陽子と電子は結合して中性水素となる．その結果，物質と輻射の相互作用が切れ，輻射は物質に妨げられることなくまっすぐに走れるようになる(物質と輻射の分離)．この輻射が2.7 Kの黒体輻射型のスペクトルをもつマイクロ波バックグランドとして観測されているものである．つまり，この2.7 K宇宙黒体輻射によって赤方偏移が1000もの頃の宇宙を直接観測しているのである．宇宙黒体輻射は驚くほど一様等方であり，数分の角分解能で温度にして0.1 mKの桁までどの方向でも一致している．このことは，物質と輻射の分離の直前での輻射の強度ゆらぎは，銀河集団程度のスケールで3万分の1以下であったことを意味している．これは銀河形成論へ厳しい制約を与える．輻射をほとんどゆらがせずに銀河(またはその種)の密度ゆらぎを準備しなければならないからである．$z_{\rm dec}$ 以前に存在しうる密度ゆらぎは，等温ゆらぎか断熱ゆらぎであり，そのおのおののゆらぎに対応した二つの銀河形成論が提案されていた．

等温ゆらぎはその名のとおり温度を一定に保つような密度ゆらぎであり，輻射の強度は温度だけで決まるから，このゆらぎは輻射のゆらぎを伴わない．このため宇宙黒

* 固有の波長 λ_0 のスペクトル線が遠方の銀河から放出され，波長 λ で観測されるとき赤方偏移の大きさ z を $z=(\lambda-\lambda_0)/\lambda_0$ で定義する．この赤方偏移 z は宇宙の膨張を表わす因子 $a(t)$ と $1+z=a(t_0)/a(t)$ という関係にある．t は光が放出された時刻，t_0 は現在の時刻である．この z を用いて宇宙の時間を表わす(現在は $z=0$ である)．

体輻射の高い等方性になんら制約を受けずに，任意の振幅の密度ゆらぎを仮定することができる．(そのような密度ゆらぎを仮定しても観測との矛盾はおこらないという意味であって，そのような密度ゆらぎが実際に存在したかどうかは別問題である．) また，輻射の粘性も働かないので，任意のサイズの密度ゆらぎを上と同じ意味で仮定することができる．物質と輻射の分離する時点 z_{dec} での密度ゆらぎ(平均の物質密度 ρ からのゆらぎの密度の増減 $\delta\rho$ を用いて，$\delta\rho/\rho$ で定義する)として，図1(a)のような場合がよく調べられた[4]．質量が $10^6 M_\odot$ 以上の諸種のスケールのゆらぎが共存しているが，振幅は質量の小さいものほど大きい．物質と輻射が分離する以前の自己重力で収縮できる質量(ジーンズ質量)は，輻射の圧力が大きいため $10^{16} M_\odot$ 以上になって，どのゆらぎも成長できなかったのだが，z_{dec} 直後にはジーンズ質量は $10^6 M_\odot$ に下がり，どのスケールのゆらぎも一斉に成長し始める．線型の範囲で密度ゆらぎの成長は，

$$(\delta\rho/\rho) = (\delta\rho/\rho)_{dec}(1+z_{dec})/(1+z) \qquad (1)$$

と表わせる．z_{dec} 時点での密度ゆらぎ $(\delta\rho/\rho)_{dec}$ が大きいほど早く成長する(z は z_{dec} から時間とともに減少してゆく)から，まず球状星団程度($10^6 M_\odot$)の小さい天体が形成され，やがてつぎつぎと大きいスケールの固まりが誕生してくることになる．天体の誕生が $(\delta\rho/\rho)\simeq 1$ となる頃と考えると，式(1)よりその時期は

$$(1+z)_c \simeq (\delta\rho/\rho)_{dec}(1+z_{dec}) \simeq 1000(\delta\rho/\rho)_{dec} \qquad (2)$$

と予想できる．最も遠方のクェーサーは $z=3.78$ であり，少なくともこの時期以前に銀河は形成されていたとすると，銀河スケールのゆらぎとして

$$(\delta\rho/\rho)_{dec} \gtrsim 5\times10^{-3} \qquad (3)$$

は必要である．このような自己重力によって小さなスケールから大きいスケールへと天体が形成されてゆくという考え方を，重力的クラスタリングまたはヒエラルヒー説という．一般にスケールの小さい天体ほど，より重力的に強く結合しているから，より早く成長したと考えるのである．

以上のような等温ゆらぎに対して，密度ゆらぎが断熱(等エントロピー)ゆらぎであった場合の銀河形成論は全く異なったストーリー展開となる．z_{dec} 以前に存在していた断熱ゆらぎは音波として振動しているが，一様等方に拡散しようとする輻射との相互作用は振動を減衰させるような粘性として働く結果，質量が $M\simeq10^{14}\sim10^{15} M_\odot$ 以下の密度ゆらぎはなくなってしまう[5]．したがって，z_{dec} 時点での密度ゆらぎは図1(b)のようであった

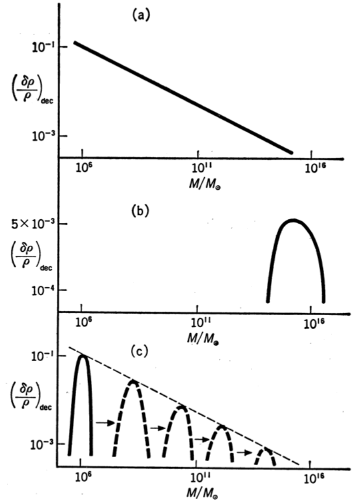


図1　物質と輻射の分離の時期 $z_{dec}=1000$ での仮定された水素の密度ゆらぎのスペクトル． (a)等温ゆらぎによるクラスタリング説，(b)断熱ゆらぎによるパンケーキ説，(c)等温ゆらぎからの爆発説．

と予想される．この場合，$10^{15}\sim10^{16} M_\odot$ という銀河集団もしくは超銀河集団スケールの密度ゆらぎがまず成長し，$10^{10}\sim10^{12} M_\odot$ の銀河は，それらが収縮する過程での重力的不安定による分裂(フラグメンテーション)によって形成されたと考えざるを得ない[6]．一般に，このような巨大な密度ゆらぎは球対称でなく，3軸不等の不規則形状をしていると考えるのが自然で，その場合，重力収縮によってますます歪みは拡大する．軸の長さが短いほど早く重力収縮するためである．その結果，パンケーキ状の固まりが成長し，それが多数の銀河へ分裂するというイメージが描けるのでパンケーキ説ともいわれる．

パンケーキ説の難点は，先の輻射の等方性との関連で生じてくる．断熱ゆらぎの場合，物質の密度ゆらぎと温度ゆらぎは，輻射のエネルギーが物質のエネルギーを上廻っている時代では，$(\delta\rho/\rho)=3(\delta T/T)$ という関係にある．密度ゆらぎは温度ゆらぎを伴い，それは輻射の非等方な強度ゆらぎとして現われることになる．ところが，観測されている宇宙黒体輻射の温度ゆらぎは，3万分の1以下だから，上の関係式から

$$(\delta\rho/\rho)_{dec} = 3(\delta T/T)_{dec} < 3/3\times10^4 = 10^{-4} \qquad (4)$$

でなければならない．ゆらぎの成長に関する式(1)は断

熱ゆらぎでも同じだから，銀河形成が $z \geq 4$ でおこる条件(3)はこの場合でも満たさねばならないのだから，それは不可能ということになる．輻射の等方性を破らない程度の密度ゆらぎでは，銀河は生まれないのである．銀河は単独で存在するよりも，むしろ銀河群や銀河集団として多数集合しているという傾向を極めて自然に説明するという有利さをもちつつも，上記の難点でパンケーキ説は十分定量化されないでいた．

もう一つの銀河形成論

上記二つの銀河形成論は，自己重力による密度ゆらぎの成長という共通の立場(式(1)は両者に共通)に立ちながら，一方は小さいスケールから大きいスケールへ集合化し，他方は大きいスケールから小さいスケールへ分化してゆくという全く異なった道をたどる．重力が固有の長さをもたないため，どちらかのスケールが卓越しなければならないという制約が存在しないのである．そこで，重力以外の要素が密度ゆらぎのスケールを増幅するというもう一つの銀河形成論を紹介しよう．

同じ等温ゆらぎでも，図1(c)の実線のような密度ゆらぎから出発する．$10^6\,M_\odot$ のゆらぎは，$z \simeq 100$ くらいの時点で大きく成長し重力崩壊して星の系になる．星は，10^7 年程度の寿命で超新星爆発をおこして一生を終えるが，このエネルギー放出で宇宙空間へ衝撃波が伝播する．衝撃波が伝播するにつれ，その先端部は輻射放出と逆コンプトン散乱で冷却され，温度の低い密度の高い球殻ができる．そのような物質層は重力的に不安定で分裂する．この分裂片が2代目の天体であり，これが再び重力崩壊して星の系になり，やがて星は超新星爆発をおこしてエネルギー放出をする…という風に上記の過程を繰り返す．3代目そして4代目と世代が上がるにつれ，図1(c)の点線に示したように質量の大きい分裂片ができてゆくなら，やがて 10^{10}〜$10^{12}\,M_\odot$ の銀河スケールの天体が球殻上に誕生することになる．

出発は等温ゆらぎであり，最終段階は球殻状のパンケーキの分裂によって銀河が誕生するというストーリーは，上記二つの銀河形成論の一部ずつと共通しているが，その中間段階で，エネルギー放出という重力以外の要素を加えることによって，新しいスケールを天体自らが作ってゆくという点では，全く異なっている．このモデルは，もともとは星間雲から星が生まれるとき，星自身がつぎつぎと次世代の星をつくる引金になるというアイデア[7]を基礎にしている．星間物質の研究をしていた筆者[8]とプリンストン大学の OSTRIKER–COWIE[9] が，奇しくも同じ1981年に銀河形成の新しいモデルとして独立に発表したものである．

銀河形成論に関連するいくつかの問題

単に密度ゆらぎの成長過程を調べるだけでなく，次のような関連するいろいろな問題を同時に，かつ自然に解決する銀河形成論でなければ，検証できる理論にはなりえないだろう．

みえる質量・みえない質量

銀河の質量を決める方法は2通りある[10]．一つは，銀河の色および明るさの観測から，その銀河にはどのような質量の星が存在するかを推定し，その総和から星の全質量が求められる．ガスの多い系では，星の光の減光や赤化から星間物質の質量も推定している．経験的には銀河の各タイプに対し，質量–光度関係が得られており，銀河の光度(明るさ)とタイプから質量を決めることができる．これをみえる質量と呼び，M_L と書こう．一方，銀河は力学平衡にあり，おのおのの星に働く重力と星の加速運動による慣性力が釣り合っている．このことをエネルギーでいえば，重力エネルギー W と運動エネルギー T は，$W+2T=0$ のビリアル定理を満たしていると表現できる．W は銀河の総質量の2乗に比例し，T は1乗に比例しているから，系の大きさと星の運動を測れば質量を決めることができる．こうして決めた質量をビリアル質量または力学的質量と呼ぶ．ビリアル質量には星や星間物質以外に，光では捕えられないが重力としては働く物質が含まれているから，みえる質量よりは一般に大きい．その差をみえない質量と呼び M_{NL} と書こう．銀河だけでなく，銀河群や銀河集団も力学平衡に達しているから上の議論が適用できる．この場合は，M_L はすべての銀河および銀河間ガスの全質量であり，ビリアル質量は銀河の分布の大きさと運動から決められる．

私たちの銀河系を含め各銀河の，星または星間ガスのみえている領域での M_{NL} は，M_L の(0.5〜3)倍であることはほぼ確かである[11]．さらに注目すべきは，渦巻銀河の回転曲線が中性水素の放つ21 cm の電波を用いて，星のみえない領域まで測られるようになり，銀河中心から $r=40$〜50 kpc のところまで回転曲線は一定のままであるという例が，いくつもみつかっているということである．もし銀河内の物質分布が星の分布と同じなら，たかだか $r_L=10$〜20 kpc のところで物質はなくなってしまい，それより外ではケプラー則に従い，回転速度は

$r^{-1/2}$ で減少するはずなのである．減少せず一定のままということは，半径 r に比例する質量分布になっていると示唆され，(r/r_L) 倍ものみえない質量が銀河の外の方に存在することになる．一方，銀河群や銀河集団では M_{NL} が M_L の 10～100 倍存在すると報告されている．

宇宙全体でみえない質量は一体どれくらい存在しているのだろうか？　このことは，宇宙モデルと深く関わっている．ハッブル定数 H_0 を用いて $\rho_c=3H_0^2/8\pi G$ (G は重力定数) と定義される臨界密度 ρ_c と，現在の宇宙の全物質の平均密度 ρ_0 の比 $\Omega_0=\rho_0/\rho_c$ を用いて，宇宙モデルは次のような三つの場合に分けられる：$\Omega_0>1$ 正曲率の閉じた宇宙，$\Omega_0<1$ 負曲率の開いた宇宙，$\Omega_0=1$ ゼロ曲率の平坦で開いた宇宙．みえる質量だけでは，$\Omega_L=0.01$ 程度でしかないが，少なくともその 10 倍のみえない質量が存在しそうなので $\Omega_0>0.1$ とはいえる．インフレーション宇宙が正しければ $\Omega_0=1$ であり，みえる質量の 100 倍近い質量のみえない物質が存在していることになる．このみえない物質は一体何で，どのような分布をしているのだろうか？　この考察を抜きにして銀河形成を語れないのは明らかである．宇宙の重力を支配しているのはみえない物質であり，その物質分布によってみえる物質の分布や運動が決定されていると考えられるからである．

みえない物質の候補は大まかにいって 2 種類ある．一つは星を構成する物質と同じ水素やヘリウム(質量を荷うものとしてバリオンと呼ぶ)であるが，みえない状態にあると考える．みえない状態とは，それらが希薄なガスになって輻射は弱すぎる，ブラックホールになって輻射は出てこれない，木星程度の核反応のおこらない小質量星になって明るくならない，のいずれかである．ビッグバンでのヘリウム合成の条件から，$\Omega_0=\Omega_{0,b}\leq 0.2$ とされており[12] (添字 b はバリオンを指す)，この立場では宇宙は開いていることになる．もう一つの候補は，質量をもつため重力相互作用はするが，他の相互作用をほとんどしない無衝突粒子である．近年の相互作用の統一という観点から，ニュートリノを初めさまざまな質量をもつ無衝突粒子の候補が仮想されている．輻射と相互作用しないのだからこれらの粒子の分布は，重力以外では探りようがない．

宇宙の大規模構造

10 Mpc 以下の銀河の群れ具合は，銀河の 2 体相関関数を用いて記述され，互いの距離が 5～6 Mpc より小さい領域内に群れ集まる傾向があることは，従来からよく知られていた[13]．銀河が，銀河群や銀河集団のような集団に属していることを反映している．さらに大きい 10～100 Mpc スケールでの銀河の 3 次元分布の観測が進み，次のようなことがわかってきた[1][2]．銀河群や銀河集団も 10～20 Mpc にわたって連なる超銀河集団を形成し，それらは，1 次元の棒やフィラメント上，2 次元のシートや球殻上に分布していること．超銀河集団の間には銀河がほとんど存在しないボイドと呼ばれる空間が 10～50 Mpc にわたって拡がっていること．したがって銀河の空間的分布が，銀河群・銀河集団というスケール(～6 Mpc)で集合しつつ，それらが典型的には ～30 Mpc のスケールで超銀河集団-ボイドという大規模構造をなしているという事実は，銀河形成過程のなかで当然説明されねばならないことがらである．

銀河より小さいスケールの天体

銀河の典型的質量は 10^{10}～$10^{12}\,M_\odot$ だが，矮小銀河と呼ばれる 10^8～$10^9\,M_\odot$ の銀河も近傍で多くみつけられている．これらは，形態学的には楕円型・渦巻型・不規則型の小型版であるが一般にガス量が少なく，したがって若い星はほとんど存在しない．しかし時に，星形成が活発で青い光で明るい矮小銀河もある．これらの矮小銀河は暗いから，遠くになるとみつけることもむつかしく，どれくらいの数がどのような分布をしているか確定していないが，通常の銀河よりは群れ集まる傾向が弱いことが報告されている．

さらに質量が小さく自己重力で結合している系として球状星団がある．典型的には $10^6\,M_\odot$ で，われわれの銀河を球状にとりまくように分布している．ほぼ星だけの系でガスは存在せず，星の年齢は 120～140 億年で銀河の年齢とほぼ同じである．球状星団は，銀河との潮汐作用で壊されてゆく一方，マゼラン星雲に若い年齢の星をもつ球状の星団がみつけられているように，銀河内で新たに誕生しているのかもしれない．

さらに，$10^6\,M_\odot$ の球状星団と 10^8～$10^9\,M_\odot$ の矮小銀河の中間の質量をもつ天体が，われわれよりずっと離れた遠方には存在しているようである．クェーサーの連続光にライマンアルファ (Ly α と書く) の森と呼ばれる多数の鋭い吸収線がみつかっており，それはクェーサーとわれわれの間に存在する銀河間雲中の中性水素による吸収と推定される[14]．この雲はクェーサーからの紫外線に照らされて 3 万度近くに加熱されている．この雲が宇宙に一様に存在する銀河間ガスの圧力で閉じ込められているとするなら，その質量は 10^7～$10^8\,M_\odot$ となり，吸収線の幅や深さをよく再現する[15]．これらの雲は $z=3.7$～1.7 の間にみつかっており，空間分布は一様であると

報告されている．銀河は銀河集団や超銀河集団のように集団化して非一様に分布しているのに対し，銀河間雲は少なくとも $z=3.7\sim1.7$ の期間ではまだ一様に分布していて集団化のきざしはない．このことは，銀河間雲の起源が銀河とは異なっていることを示唆しているように思える．

以上に掲げた球状星団・Ly α 雲・矮小銀河という銀河より小さいスケールの天体は銀河とどのような関係にあるのだろうか．また，このような天体におけるみえない質量は一体どれくらいあるのだろうか．宇宙の大規模構造だけでなく，小さいスケールの天体の起源と進化も合わせて考えられねばならない．

熱い銀河間ガス

銀河内には星と星間雲以外に，ほぼ一様に星間ガスが存在しているのと同様に，宇宙には銀河や銀河間雲以外に銀河間ガスが存在しているに違いない．銀河集団の中心部の拡がった源から X 線が放出されており，これは温度が 10^8 K，密度が 10^{-3} cm^{-3} の銀河集団内の銀河間ガスによると考えられている．このガスは重元素を太陽なみに含んでおり，銀河から放出されたガスが銀河集団の重力ポテンシャル中を収縮して高温になった可能性が高く，必ずしも銀河になりそこなった原始ガスとは断定できない．しかし，これ以外に宇宙を一様に満たす原始ガスの存在を示唆する観測例はない．すべてのバリオンが銀河になってしまったとは考えづらいから，見えない状態にあると想像される．1 万度以上に加熱されて完全電離しており，密度が 10^{-5} cm^{-3} 以下で電子と陽子が再結合する時間が宇宙年齢より長くなっていれば，電子の熱輻射も再結合による輝線も中性水素による吸収 (GUNN–PETERSON テストという) もないことになる．実際に，銀河間ガスの温度・密度を決める方法はないものだろうか？

その一つの試みが，上で紹介した Ly α 雲が銀河間ガスの圧力で閉じ込められているとしたモデルである[15][16]．まず，Ly α 雲の物理状態を，クェーサーからの紫外線による加熱効果や，観測から得られる中性水素の量，吸収線の幅などを用いて推定する．その結果，Ly α 雲は半径が 10～20 kpc，密度 $10^{-2}\sim10^{-3}$ cm^{-3}，温度 3×10^4 K，中性水素の割合が $10^{-5}\sim10^{-6}$ であり，雲といってもほとんどイオン化している．この雲を閉じ込めるだけの圧力を銀河間ガスはもっていなければならない．さらに，銀河間ガスからの熱の流入によって雲が蒸発してしまわないこと，一様に存在するガス中の中性水素による吸収がないことなどの条件を課すことによって，図 2 にあるような銀河間ガスの温度・密度に対する許容範囲を定めることができる．Ly α 雲が観測されている $z=2.5$ の時点での許容範囲が実線で示され，それ以後現在まで断熱膨張したと仮定したときの現在の許容範囲が点線で示されている．当初の予想どおり，高温・低密度の銀河間ガスの存在が示唆される．

問題は，いつ，何によって銀河間ガスが加熱され完全電離の状態になったのか，ということである．輻射と物質が分離して ($z_{dec}=1000$) 以後，最も遠方のクェーサー ($z=3.78$) の登場まで一体何がおこったのだろうか．この $z=3.78$ の時点ですでに銀河間ガスは完全電離しており，Ly α 雲も存在していたことも確かめられている．$z\geq4$ の時代に，クェーサー(銀河)が生まれ，Ly α 雲をつくり，さらに銀河間ガスを 10^6 K 以上に加熱した過程が働いたのは確かである．それが銀河(またはその種)の形成過程と密接にからんでいることは間違いないだろう．

銀河形成論の新たな展開

前章でまとめた問題をすべて解決しつつ銀河形成のシナリオを書くことをめざして，銀河形成論は新しい展開をみせつつある．それらを紹介しよう．

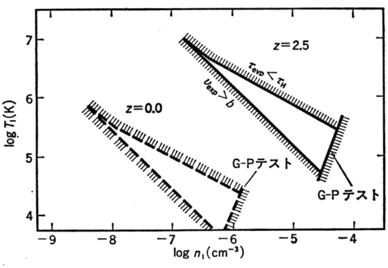


図 2 圧力による Ly α 雲の閉じ込めモデルから予想される銀河間ガスの温度・密度の許容範囲[16]．$z=2.5$ の時点，$z=0$ の現在時点の許容範囲を示している．

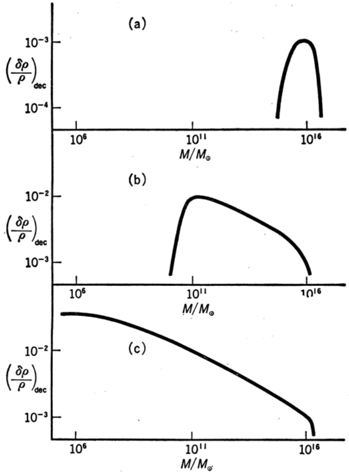


図 3　物質と輻射の分離の時期での仮定された無衝突粒子の密度ゆらぎのスペクトル. (a)質量をもつニュートリノモデル, (b)銀河サイズ以上が収縮できるモデル, (c)どの質量スケールの天体も成長できるモデル.

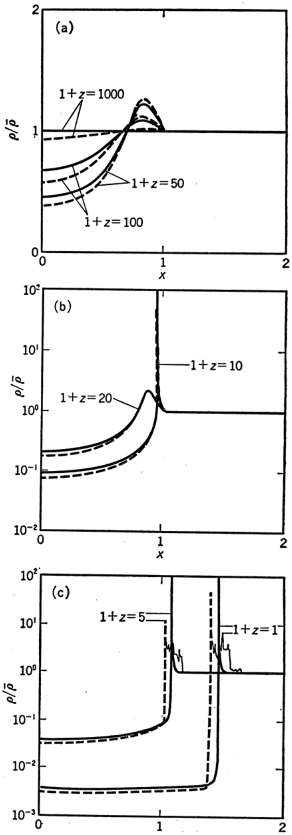


図 4　宇宙とともに膨張する座標で書いたニュートリノ(点線)バリオン(実線)の密度の時間変化[26]. おのおの宇宙の平均密度で規格化している. 図中の数字は z の値.

ニュートリノ製パンケーキ

パンケーキ説の難点は, 断熱ゆらぎにより物質の密度ゆらぎが輻射の等方性を破ってしまうことにあった. この難点を, 質量をもつニュートリノを導入して切り抜け, 関連する他の問題まで解決しようという試みである. ビッグバン宇宙の初期, ニュートリノは輻射と熱平衡にあったが, やがて温度の降下とともに相互作用は切れ, その後は無衝突粒子としてふるまう. ニュートリノの宇宙の平均密度への寄与は, $\Omega_\nu=0.2\,(m_\nu/20\,\mathrm{eV})$ と書け, ニュートリノの質量が $m_\nu=20\sim30\,\mathrm{eV}$ ならみえない質量を十分に説明できる. ニュートリノの密度ゆらぎの大きさ M_ν が,

$$M_{\nu,\mathrm{J}}=9\times10^{15}\,(m_\nu/20\,\mathrm{eV})^{-2}\,M_\odot \qquad (5)$$

以上であれば自己重力でゆらぎは成長できる. 逆に, これ以下の大きさのゆらぎはニュートリノの乱雑運動が自己重力より勝って消えてしまう. この $M_{\nu,\mathrm{J}}$ は超銀河集団の質量によく対応している. つまり, まずニュートリノ製パンケーキを考えようというわけである[17][18]. むろんこのパンケーキには, $M_\mathrm{b}=M_{\nu,\mathrm{J}}\times(\Omega_\mathrm{b}/\Omega_\nu)$ の割合のバリオンは含まれている. z_dec の時期までに, ニュートリノの密度ゆらぎは成長できるが, バリオンは輻射と強く結合しているため密度ゆらぎは成長できない. したがって, z_dec の時点でニュートリノの密度ゆらぎは, 式(3)を満たすくらい大きく, バリオンの密度ゆらぎは式(4)を満たすくらい小さい状態をセットすることが可能になる. z_dec 時でのニュートリノの密度ゆらぎが図3(a)のようだと考えるのである. z_dec 以後は, バリオンの密度ゆらぎも成長できるようになり, それもニュートリノの密

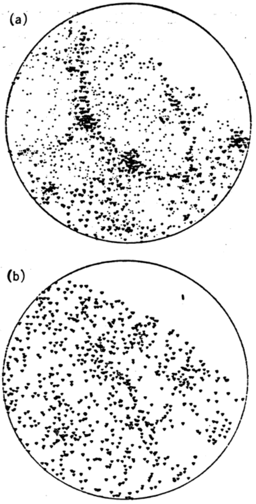


図 5　ニュートリノ製パンケーキから期待される銀河分布を天空に射影したもの(a)[19]と観測されている銀河分布[20](b).

度ゆらぎの重力をうけて急速に成長する．やがて，バリオンもニュートリノと同じくらいの密度ゆらぎに成長した後，重力崩壊する．この過程を数値計算した例を図4に示す．初期に，球対称で内部にニュートリノ(点線)の密度の低い部分，球殻上に密度の高い部分を設定し，バリオン(実線)は一様密度としている．図4には，宇宙とともに膨張する座標 X に対し，各場所の密度 $\rho(X)$ の平均密度 $\bar{\rho}$ に対する比の時間変化(z で示す)が示されている．このモデルでは，$z=10$ でニュートリノ製パンケーキは重力崩壊し，バリオンは 10^6 K 近くまで加熱される．球殻状パンケーキである．あとのストーリーは従来と変わりなく，パンケーキは銀河サイズに分裂する．銀河は球殻の上に誕生するとともに，球殻内部はニュートリノもバリオンも希薄な空洞(ボイド)となっている．このボイドの半径は $R_\nu=18(m_\nu/20\,\mathrm{eV})^{-1}$ Mpc と表わせ，観測値とよく一致している．このような球殻が宇宙のあちこちで拡がり，互いに重なり合ったりすると考えれば，10〜50 Mpc の大きさの超銀河集団・ボイドという宇宙の大規模構造を極めて自然に説明する．

しかし，ニュートリノ製パンケーキ説にも弱点がある．$z=4$ 程度でパンケーキが重力崩壊して銀河が誕生したとすると，それ以後の銀河間の重力相互作用で銀河が互いに近よりすぎるため，10 Mpc 以下の構造が観測に合わないという点である．図5(a)は，ニュートリノ製パンケーキの重力崩壊から期待される天空上に射影した銀河分布であり[19]，(b)は実際の銀河分布の観測[20]で，確かにニュートリノ製パンケーキでは小さい構造が消えてしまい，密度分布の凹凸がつきすぎることがよくわかる．

銀河を先につくる

サイズが 10 Mpc 以下の銀河分布をもよく再現しようとすると，パンケーキ(超銀河集団)の重力崩壊がごく最近におこったとすればよいことが，上記シミュレーションでわかってきた．したがって，銀河はすでに($z\geq4$)パンケーキのなかで誕生していて，パンケーキ全体の重力崩壊はごく最近におこったとすると，10 Mpc より大きい構造も小さい構造も説明できる．パンケーキは大構造をつくるための仕掛けだけで，銀河形成とは関係しないという当初のパンケーキ理論とは全く異なった考えである．

実際このようなモデルは可能なのだろうか．もし，z_{dec} 時での無衝突粒子の密度ゆらぎが図3(b)のように，銀河の質量のところまで延びておれば可能である．ニュートリノより質量の大きい無衝突粒子(X 粒子とする)が存在すると仮定しよう．X 粒子のジーンズ質量は，式(5)で m_ν を X 粒子の質量 m_{X} で置き換えれば求められ，$m_{\mathrm{X}}=2$ keV とすると $M_{\mathrm{X,J}}=9\times10^{11}\,M_\odot$ となる．この質量以上の密度ゆらぎは成長することができるので，まず銀河が生まれ，のちに超銀河集団へ成長するというシナリオは書ける．しかし，果たして上のような質量をもつ粒子が見えない質量を説明できるくらい大量に存在するのだろうか．銀河形成に都合がよいというだけでこのような粒子の存在を仮定することは，なんら銀河形成について説明したことにはならない．

より極端に，銀河より小さいスケールの天体も同時に誕生するよう，図3(c)のような密度ゆらぎを仮定すればどうだろうか[21]．ものこそ違え，この密度ゆらぎのスペクトルは図1(a)の等温ゆらぎのそれと同じである．つまり，小さいスケールの天体から大きいスケールの天体が，つぎつぎと成長してくるという考え方である．もともとは断熱ゆらぎのパンケーキ説から出発したのに，(c)のようなモデルに到達してしまうと，断熱ゆらぎシナリオ・等温ゆらぎシナリオという区別が無意味になるのである．というのは，無衝突粒子系は輻射と直接相互作用せず，バリオンとの重力相互作用を通じて輻射の分布に影響するが，銀河団以下のスケールでは輻射の粘性が働

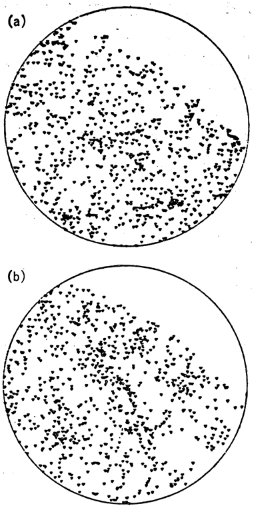


図 6　(a)どの質量スケールの天体も成長できる(図3(c)のような)密度ゆらぎを仮定した場合の銀河分布[19]．(b)観測されている銀河分布[20]．

き，X粒子の密度ゆらぎを大きく仮定しても輻射はゆるがないことになり，全く輻射をゆらがせない等温ゆらぎと似たことになるからである．したがって，銀河形成論の立場からは，図3(a)のような大きなスケールの天体から銀河へ分裂するのか，(c)のような小さなスケールの天体から銀河へ成長するのか，の二つの立場がありうると表現すべきなのである．

図3(c)のような密度ゆらぎから出発した場合の期待される銀河分布を図6(a)に示す．(b)の観測結果と見比べると，銀河の小さいスケールの混み具合はよく合っているが，大規模構造の再現性があまりよくない．10 Mpc以下の銀河の群れ具合と，30 Mpcスケールの大規模構造の双方を，自己重力だけで作り出すのは無理のように思える．もうひとつ隠された物理過程またはパラメータをもち込まねばならないようである．

今後の展開にむけて

隠されたパラメータは一体何であろうか．それを探るには，前章で述べた四つの関連する問題をどう解決するか，という点を重視する必要があるだろう．現在のところ，銀河分布の再現という点に重点が置かれすぎている．いわば，力学の議論ばかりで熱力学の議論がなされていないのである．“もう一つの銀河形成論”で述べたような，誕生した天体の進化によって，他の天体の誕生を促し，銀河間ガスを加熱し，物質分布の大構造を作るというような方向は，有望であるようにみえる．現在試みられつつあるモデルとして(a)ニュートリノ製パンケーキ内での爆発を考慮して小さい構造をつくる[22]，(b)2種の無衝突粒子を導入して，銀河より小さい天体および超銀河集団の二つのスケールから銀河形成へ至る道を探る[23][24]，(c)銀河分布はそのまま質量分布を反映しているのではないとして，物質分布の大構造は存在していないと考える[25]，などである．宇宙の大規模構造の発見と相互作用の統一理論による無衝突粒子の候補の増大は，銀河形成論を少々歪ませているのかもしれない．

文　　献

(1) J. H. Oort: Ann. Rev. Astron. Astrophys., **21**, 373(1983)
(2) 高原文郎: 科学, **54**, 730(1984)
(3) E. M. Lifshitz: J. Phys., **10**, 116(1946)
(4) P. J. E. Peebles: The Large Scale Structure of the Universe, Princeton(1980)
(5) J. Silk: Nature, **215**, 1155(1967)
(6) Ya. B. Zeldovich: in ‘The Large Scale Structure of the Universe’, M. S. Longair & J. Einast ed., Reidel (1978) p. 409
(7) B. G. Elmegreen & C. J. Lada: Astrophys. J., **214**, 725 (1977)
(8) S. Ikeuchi: Publ. Astron. Soc. Japan, **31**, 211(1981)
(9) J. P. Ostriker & L. L. Cowie: Astrophys. J., **243**, L 127 (1981)
(10) S. M. Faber & J. S. Gallagher: Ann. Rev. Astron. Astrophys., **17**, 135(1979)
(11) J. N. Bahcall: in ‘Dark Matter in the Universe’, E. Turner ed., Reidel (1987) p. 17
(12) D. N. Schramm & G. Steigman: Astrophys. J., **243**, 1 (1981)
(13) M. Davis & P. J. E. Peebles: Astrophys. J., **267**, 465 (1983)
(14) W. L. W. Sargent et al.: Astrophys. J. Suppl., **42**, 41 (1980)
(15) S. Ikeuchi & J. P. Ostriker: Astrophys. J., **301**, 522(1986)
(16) J. P. Ostriker & S. Ikeuchi: Astrophys. J., **268**, L 63 (1983)
(17) H. Sato & F. Takahara: Prog. Theor. Phys., **66**, 508 (1981)
(18) A. G. Doroshkevich et al.: in ‘Tenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics’, R. Ramaty & F. C. Jones ed., The New York Academy of Sciences(1981) p. 32
(19) S. D. M. White: in ‘Inner Space/Outer Space’, E. W. Kolb & M. S. Turner ed., University of Chicago Press (1986) p. 228
(20) M. Davis et al.: Astrophys. J., **253**, 423(1982)
(21) M. Davis et al.: Astrophys. J., **292**, 371(1985)
(22) A. G. Doroshkevich: Soviet Astron. AJ, **28**, 423(1984)
(23) M. Umemura & S. Ikeuchi: Astrophys. J., **299**, 583(1985)
(24) S. Ikeuchi & C. Norman: Astrophys. J., 311(1987)印刷中
(25) R. Schaeffer & J. Silk: Astrophys. J., **292**, 319(1985)
(26) S. Ikeuchi & M. Umemura: Prog. Theor. Phys., **72**, 216 (1984)

10　銀河形成論の課題

——微視的アプローチ——

岡　村　定　矩*

観測技術の進歩により，宇宙の基本構成要素である銀河のまったく予想さえされなかった性質がつぎつぎと明らかになり，銀河形成に関する伝統的描像は根本的な再検討を迫られている．新しい観測結果をまとめて，銀河形成論で説明されるべき銀河の基本性質は何かを考える．

宇宙はそれを眺めるスケールによって異なった様相をみせる．星から銀河までのスケール(10^{11}～10^{23} cm)では大部分の物質は重力的に強く束縛された“粒々”として存在するのに対し，銀河団(10^{25} cm～3 Mpc)や超銀河団(10^{26} cm)のスケールになるとその“粒状性”は次第に目立たなくなり，観測しうる最大のスケール，すなわち赤方偏移 z～1000(距離～10^{28} cm)の初期の宇宙から発せられた3Kの宇宙背景放射は非常になめらかな分布を示す．このように高い一様等方性をもつ初期の宇宙からいかにして銀河が誕生し，その固有の性質を身につけ，現在われわれが見る銀河宇宙を形成してきたかを解明するのが銀河形成論の問題である．

銀河の基本構成要素が星であるように，宇宙の基本構成要素は銀河である．独立した実体として，銀河が銀河団や超銀河団などのより大きなスケールの構造に比べていかに顕著で目立つものであるかは，背景に対するコントラストを見ることで明らかになる．宇宙の平均密度**は 10^{-30} g/cm^3～10^{10} $M_{\odot}$/Mpc^3～1銀河/Mpc^3 程度であるが，一つの銀河内の平均密度は～10^{15} $M_{\odot}$/Mpc^3，典型的な銀河団中の平均密度は～数十銀河/Mpc^3 である．このようにコントラストは銀河では10万倍にも達するのに対し，銀河団では数十倍でしかない．したがって，銀河形成論は，銀河団や超銀河団といった宇宙の大規模構造とともに，基本構成要素である銀河のもつさまざまな性質を自然に説明しうるものでなければならない．

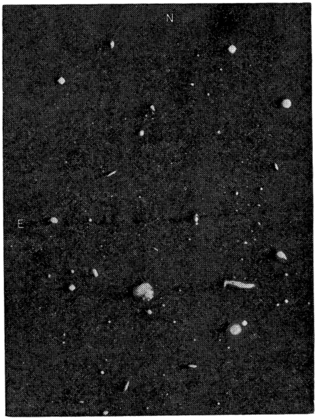


図 1　ヘルクレス座の銀河団．ヘール天文台．銀河が背景に対して強いコントラストをもっていることがわかる．

観測技術の進歩により，銀河の性質についてのわれわれの知識はこの10年間に飛躍的に増大した．現在の銀河形成論はまだ宇宙の大規模構造の説明に重点がおかれている段階であるが，ここでは新しく得られた知識を整理して，個々の銀河という“微視的”立場から銀河形成論が解明すべき課題は何かを考える．

伝統的描像

1970年代半ばには，クェーサーや特異銀河は別として，通常の銀河の構造とその形成過程の統一

*　Sadanori OKAMURA　東京天文台木曽観測所
**　ここでは後に述べる見えない物質は考えない．

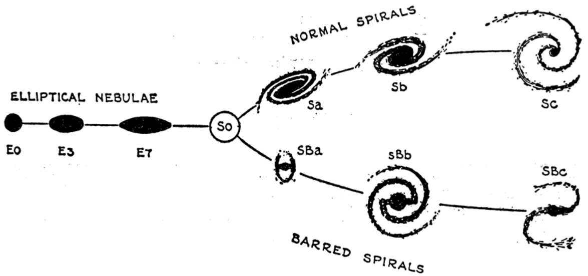


図 2 ハッブルの音叉図[1]. 銀河をみかけの特徴にしたがって分類した形態分類体系の代表例である.

的理解はごく近い将来に得られるかにみえていた. その頃までの銀河形成論の主眼は, 宇宙膨張を振り切って重力収縮を始めた原始銀河雲を出発点として, それに内在する要因だけからいかにしてさまざまな形態の銀河を形成することができるかということであった. 理論モデルに対する観測的枠組としては, ハッブル系列に代表されるさまざまな形態の銀河が示す系統的性質と銀河内での重元素量の変化の二つが重要なものであった.

ハッブル系列とは, 1936年にHUBBLEが当時知られていた銀河の形態を調べて一つの分類体系として系列化したものである[1]. "音叉図"として知られるこの系列は図2に示されているが, 左側に構造のない滑らかな光度分布を示す楕円銀河(E), 右側に通常渦巻(S)と棒渦巻(SB)の2系列の渦巻銀河が渦巻腕の開く順に配置され, その中間に当時としては未発見であった仮説的なレンズ状銀河(S0)が置かれている. この系列上で銀河が左にあるほど早期型, 右にあるほど晩期型と呼ばれるが, これはハッブル系列が銀河の進化を表わすと考えられた時代の名残りである. 規則的な形をもたないマゼラン雲のような不規則銀河(Irr)は描かれていないが, この系列上最も右端にある, すなわち最晩期型であると考える. 今日の観点からみると, ハッブル系列は銀河を構成する二つの基本成分, すなわち楕円体成分と円盤成分の相対強度比の系列である. 楕円銀河は楕円体成分だけから成るのに対し, 渦巻銀河では二つの成分が共存し, 晩期型になるにつれて楕円体成分の勢力が



図 3 横向きに見える Sa 型渦巻銀河 NGC 4594. 楕円体成分と円盤成分が偏平度の違いによってはっきりと同定できる. 円盤成分の赤道面には星間塵が薄い層状に分布して顕著な吸収帯として見える.

衰えてゆく. 渦巻銀河の特徴である渦巻腕は円盤成分上に発達する構造である. 横向きにみえる渦巻銀河を見れば, この2成分は偏平度の違いから明瞭に区別できる(図3). 円盤成分を有しながらもそこに渦巻腕の痕跡のほとんど認められないレンズ状銀河は, その後の観測から実際に多数存在することがわかった.

星の内部でしか合成されないC, N, O, Feなどの重元素の分布は銀河内での星生成の歴史を物語るものである. 観測によると, 楕円体成分は円盤成分より重元素量が少なく, 銀河中心から外側に向かって重元素量は減少する[2].

典型的な渦巻銀河の場合, 理論モデルの描像は次のようなものであった[3]. 原始銀河雲中で重力収縮の初期に一度活発な星生成活動がおこる. しかしここですべてのガスが星になるわけではなく,

残存するガスと星はしばらくの間一緒に自由落下を続ける．収縮の最終段階になると系は回転の影響で平らなパンケーキ状になり，ガスは衝突によってたちまちエネルギーを散逸して赤道面に薄い円盤を形成する．すでに形成されていた星はガス円盤を自由に通過し，収縮中に激しく変動した重力場の影響を反映して緩和した楕円体成分を構成する．この後薄いガス円盤中で第2回目の活発な星生成活動がおこり円盤成分が形成される．円盤成分の星はすでに楕円体成分を形成した星生成活動によって重元素に“汚染”されたガスから生じるので，円盤成分の方が重元素をより多く含むことになる．

このような重力収縮の振舞いは，収縮速度を決定する力学時間，ガスが放射によってエネルギーを散逸する散逸時間，そしてガスから星が生成される星生成時間の三つの時間スケールによって決まる．原始銀河雲の初期条件を設定し，この三つの時間スケールを調節することによってさまざまな銀河を作ることができる．星生成時間の短い，すなわち効率よく星を生成する系は楕円体成分だけの楕円銀河となり，星生成効率の悪いものほど円盤成分の発達した渦巻銀河になるわけである．

実際には観測と比較できるような詳細なモデルは楕円銀河についてしか作られなかったし，それらのモデルが観測事実をすべて説明できるものでもなかったが，ともかくこの描像に沿って進めば，一つの統一的なメカニズムで銀河形成を理解できるという希望があった．

ダークハロー：見えない物質

伝統的描像に最も大きな変革を迫ったのは，銀河をとり巻くダークハローの“発見”であった．1980年，RUBINらは21個のSc銀河の回転曲線の観測結果を発表した(図4)[4]．この観測は従来よりもはるかに外側の淡い銀河の周縁部にまで回転曲線を延ばすことに成功したものである．もし銀河の質量が中心部に集中しているとすると，外側の回転速度はケプラー運動に近づき，$V(r) \propto r^{-1/2}$で減少してゆくはずである．ところが図4に

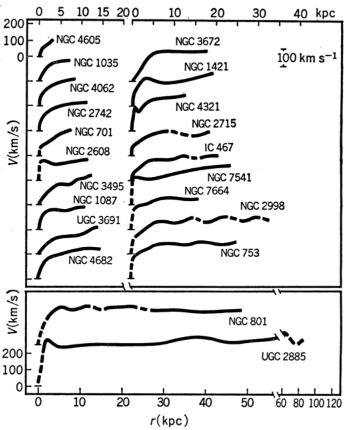


図 4 RUBINら[4]による21個のSc銀河の回転曲線．縦軸は回転速度，横軸は銀河中心からの距離．どの回転曲線も外側にゆくにつれて減少する徴候はない．

示されているように観測した銀河のどれ一つとして外側で減少する回転曲線を示すものはなかった．大部分はむしろ反対に，回転速度はゆるやかながら上昇しつつあった．RUBINらは1985年までに23個のSb銀河[5]，および16個のSa銀河[6]について同様の結果を得て，渦巻銀河の回転曲線は円盤部ではほぼ平坦ないしはゆるやかに上昇することを確認した．

銀河内で重力と遠心力が釣り合っているとすると，半径rより内側に含まれる質量$M(r)$はその場所での回転速度を$V(r)$とすると，

$$M(r) \propto V^2(r) \cdot r$$

と書かれる．観測結果が示すように，光で見えている最外縁部まで$V(r)$〜一定であるので，$M(r) \propto r$となり，質量が半径に比例して増大していることになる．すなわち渦巻銀河では，かなりの質量が光で見えている銀河の外側に存在することが強く示唆されるのである．これがいわゆるダークハローである．

このように，力学的に推定される質量が光で見えている質量よりも大きく，どこかに“見えない物質”があるのではないかという問題は，太陽近

傍の星の運動[7]や銀河団中の銀河の運動[8]の研究を通じて古くから知られていた[9]．しかしその見えない物質が，渦巻銀河にダークハローとして付随して宇宙にあまねく存在することを示した点でRUBINらの発見は大きな意義をもっていた．最近ではM87のような巨大な楕円銀河にもダークハローの存在を示す証拠がみつかっている[10]．見えない物質を含めた全物質(M_t)に対して光っている物質(M_l)がどのくらいの割合であるかについてはまだ確定的な答は得られていない．渦巻銀河では$M_l/M_t \sim 0.1$[11]，銀河団では~ 0.03[9]程度と推定されているが，最近多くの銀河団でX線を放射する高温の銀河間ガスが多量にみつかっていること[12]などを考えると，銀河団に対する値も~ 0.1と矛盾しないとするデータも提出されている[13]．

いずれにせよ，われわれが見ている天体は宇宙の全質量の約1割以下にしかすぎないのである！ダークハローがどのような物質であるかは宇宙の大規模構造の形成に大きな影響を与える．候補としてニュートリノやブラックホールなどが考えられているがまだ確定的なものはない．ダークハローは光で見える銀河よりも拡がった分布をしていることから，エネルギー散逸効率の極めて小さい物質であることは確かである．

ともかくここに至ってわれわれは，銀河の形成を考える上で，楕円体成分と円盤成分のほかにその10倍もの質量を有する全く新しい第三の基本成分，すなわちダークハローを考慮に入れることが必要になったのである(図5)．

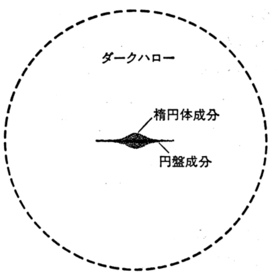


図5 新しい銀河の描像． 光で見える楕円体成分と円盤成分のほかに，それらの10倍以上もの質量をもつダークハローが銀河に付随している．

環境との関連

伝統的描像においては銀河を孤立系として考えることが多かったが，銀河群や銀河団などさまざまな環境にある銀河の研究が進むにつれて，銀河のある種の性質は環境に強く依存することが明らかになってきた[14]．

これを最も端的に示したのはDRESSLERによる銀河の形態と密度の相関であった．彼は55個の密集銀河団の写真を大望遠鏡で撮影し，それらに含まれる約6000個の銀河の形態と，その銀河の存在する場所での銀河の数密度を求めた．そして全銀河数に対する楕円銀河(E)，レンズ状銀河(S0)，および渦巻＋不規則銀河(S＋Irr)の割合と密度の関係を調べた．結果は図6に示すように驚くほどよい相関を示したのである．すなわち，密度の高い場所には早期型銀河が多く晩期型銀河は少ないが，密度の低い場所では両者の頻度は逆転する．

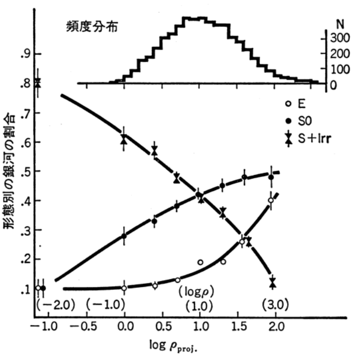


図6 DRESSLER[15]による銀河の形態と密度の相関． 縦軸は全銀河数に対する特定の形態の銀河の割合，横軸は銀河の数密度である．ρ_{proj}は空に投影された銀河の面密度，ρはそれを空間密度に換算したものである．単位は前者は銀河/Mpc²，後者は銀河/Mpc³である．上のヒストグラムは，全サンプル銀河の密度に対する分布を示している．

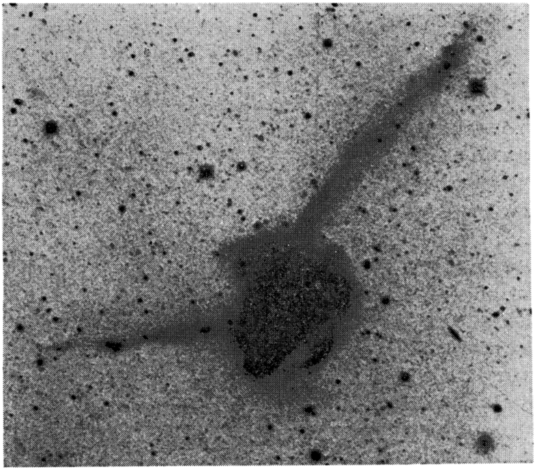


図 7　衝突合体によって進化している銀河 NGC 7252. SCHWEIZER[19] による．二つの渦巻銀河が約10億年前に衝突して合体し，現在楕円銀河へと進化しているところである．

こうした銀河の性質と環境条件の相関の解釈は単純ではない．銀河形成時にすでにその相関が実現されていたと考える(先天説)こともできるし，銀河が形成された後に銀河同士あるいは銀河間ガスなどの環境との相互作用の結果銀河が進化してその相関が実現された(環境効果)と解釈することもできるからである．しかしその後の研究により，形態-密度関係は銀河団に属さない銀河についても成り立ち，空間密度にして10^4にもわたる広い範囲でほぼ普遍的な関係が存在することが確かめられた[16]．このことは形態-密度関係の先天説を強く支持するものである．

一方で環境効果の直接的な証拠もいくつか得られており，環境との相互作用が銀河の進化に少なからず影響することは疑えない．密集銀河団の中心部には cD 銀河と呼ばれる超巨大楕円銀河のあるものが多い．cD 銀河は通常の楕円銀河よりも平均表面輝度は低いものの，周辺部には広大な低輝度外層が広がっている．銀河団のポテンシャルの底に位置するこの特異な銀河は，力学摩擦によって中心に落ちてくる銀河をつぎつぎと呑み込んで成長してきた(カニバリズム)とする考えが提案されていた[17]．最近の観測により，cD 銀河の半数近くが複数の中心核をもつことがわかり[18]この考え方を支持する証拠とみなされている．また SCHWEIZER はチリのセロトロロ天文台で銀河の衝突合体の“現場写真”を数多く撮影しているが，図7に示す NGC 7252 はその一つである．速度場の観測データから，この銀河は二つの渦巻銀河が約10億年前に衝突合体してできたことはほとんど疑いがない．しかも光度分布はすでに楕円銀河のものに近づきつつあり，この銀河は間もなく楕円銀河へと姿を変えるであろうと彼は主張するのである[19]．実際楕円銀河の多くは先天的なものでなくこのような銀河同士の衝突によって作られたとする考えもあるほどである[14]．

銀河の性質と環境条件との相関や，銀河と環境の相互作用が明らかになった結果，銀河形成論にはさらに一つの複雑な要素が絡むことになった．すなわち説明すべき銀河の性質のどこまでが先天的なものであり，どこからは環境効果によるものかを注意深く調べることが必要になったのである．これは極めて困難な問題である．一例をあげると，レンズ状銀河の成因については，渦巻銀河が銀河間ガス中を運動するうちに円盤部のガスをはぎ取られてできたとする環境効果説と，もともと楕円銀河と渦巻銀河の中間的性質をもつ銀河として誕生したとする先天説が10年近く論争を続けてい

るが，いまだに決着がついていないのである．

似て非なるもの

渦巻銀河の円盤成分(ディスク)の回転曲線がダークハローという未知の実体を明らかにしたのと歩調を合わせるかのごとく，楕円体成分の力学特性の観測が，銀河形成論にとって大きな意味をもつ全く新しい知見を明らかにした．

楕円体成分にはガスがほとんどないため，そのスペクトルには連続光に対して強いコントラストをもつ電離ガスの輝線は観測されない．したがって楕円体成分の運動特性を調べるには輝線に比べて格段に S/N の低い吸収線を用いなければならない．このような観測は，現存する最大級の望遠鏡に極めて高感度の検出器を装着し，しかも何時間という積分時間をかけることによって初めて可能になるものである．

伝統的描像においては，楕円銀河と渦巻銀河の楕円体成分(バルジ)はほとんど同じ性質をもつことが期待される．実際光度分布や色指数などの測光学的データだけを比較してみると，若干の違いはあるものの[20]両者の間に本質的な差違があるようにはみえない．

事のおこりは楕円銀河の回転曲線の観測であった．13個の楕円銀河を観測したILLINGWORTHはそれらの回転速度が渦巻銀河に比べて異常に小さいことに驚いた[21]．しかも回転速度が楕円銀河の偏平度とほとんど相関を示さなかったのである．これは極めて奇妙な結果であった．軟式テニスのボールを頭に浮べるとわかるように，回転によって形状を保っている場合，回転速度を増すほど偏平度が大きくなるはずだからである．この奇妙な観測結果はその後多数の楕円銀河の観測によって確認された[22]．このことを定量的に表わすために図8の表現がよく用いられている．縦軸は最大回転速度と平均速度分散の比，すなわち回転運動のエネルギーと無秩序運動のエネルギーの比の平方根，横軸はみかけの偏平度である．実線で描かれているのは等方的な速度分散*をもつ回転楕円体，すなわち本質的にはテニスボールと同じモデル，のとるべき値である．絶対等級 $M=-20.5$ 等より明るい楕円銀河のほとんどはこのモデルの線よりも下方，すなわち回転エネルギーの小さい領域に落ちている．このことから楕円銀河の偏平な形状は回転によって創り出されたものではないということが結論される．BINNEYはこの観測結果は，楕円銀河を構成する星の速度分散が異方性をもつとすれば自然に説明できることを示した[23]．つまり星の速度分散は銀河の長軸方向で大きく，短軸方向で小さくなっているとするのである．

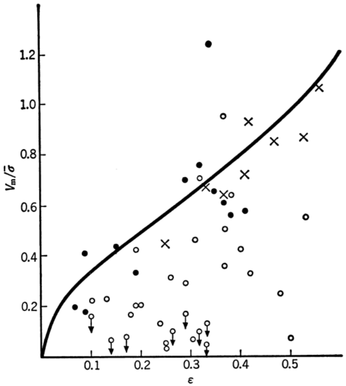


図 8　楕円銀河の力学構造特性を示す V/σ-ε 図． 縦軸は最大回転速度と銀河内の平均速度分散の比であり，回転エネルギーと無秩序運動のエネルギーの比の平方根に相当する．横軸はみかけの偏平度(長軸と短軸の比)．実線は等方的速度分散をもつ回転楕円体モデルのとるべき値を示す．白丸は $M\lesssim-20.5$ の明るい楕円銀河，黒丸は $M\gtrsim-20.5$ の暗い楕円銀河，また×印は渦巻銀河のバルジである．DAVIES et al.[22]による．

図8からはさらに興味深い事実が読みとれる．同じ楕円銀河でも $M=-20.5$ より暗いものはモデルと合致しているのである．これらの銀河はその偏平さを回転によって支えているのである．同じ楕円銀河でありながら $M\sim-20.5$ を境にして力学構造が全く異なるということは，伝統的描像に再検討を迫るものであろう．

一方渦巻銀河のバルジもまたモデルと合致しているようにみえる．ここに示したバルジは一つを

* 平均速度のまわりのバラツキ，流体の言葉でいえば“圧力”．

除いて $M \gtrsim -20.5$ であるので，これだけからはバルジと楕円銀河の違いについて結論は出せない．しかしまもなく多数のレンズ状銀河のバルジの観測が行なわれて，バルジは $M=-20.5$ より明るいものも暗いものも等方的速度分散をもつ回転楕円体モデルでよく表わされることが判明した[24]．この観測事実は，みかけ上および測光学上は酷似しているが，渦巻銀河やレンズ状銀河のバルジと楕円銀河は同一のメカニズムによって形成されたのではないことを示唆するのである．

矮小銀河と銀河の光度関数

銀河には大小さまざまなものがある．局部銀河群中にあるにもかかわらず，大型シュミット望遠鏡で撮影した写真乾板上でも，かすかなシミのようにしかみえない最も小規模な銀河は直径 ~1 kpc，光度 $\lesssim 10^6 L_\odot (M \gtrsim -10)$ である．一方われわれから 20 Mpc 近くも離れたおとめ座銀河団にありながら小型望遠鏡でも認めうる M87 のような巨大銀河は直径 $\gtrsim$100 kpc，光度 $\gtrsim 10^{11} L_\odot (M \lesssim -22)$ にもなる．

光度 $\lesssim 10^8 L_\odot (M \gtrsim -16)$ のいわゆる矮小銀河の研究は，局部銀河群のメンバーを除いては最近までほとんど手つかずの状態であった．SANDAGE らは 1978 年以来，チリのラスカンパナス天文台にある 2.5 m 望遠鏡を用いて，われわれに最も近いおとめ座銀河団のサーベイ観測を行ない，これによって局部銀河群以外の矮小銀河に初めて近代的な観測の光があてられることになった[25][26]．この望遠鏡は，1.5 度四方の空の領域を 10.9 秒/mm という大スケールで 50 cm 四方の大型写真乾板に撮影する能力をもつものである．

このサーベイの結果，銀河団メンバーである 1204 個の銀河のうち 995 個，実に 83% が矮小銀河であること，すなわち数においては矮小銀河が巨大ないし通常規模の銀河を圧倒することが実証された[25]．これを示したのが図 9 の光度関数である．光度関数は絶対等級 M と $M+\Delta M$ の間にある銀河の個数 ΔN を M の関数として表わしたもので，銀河形成時の質量スペクトルを推定する

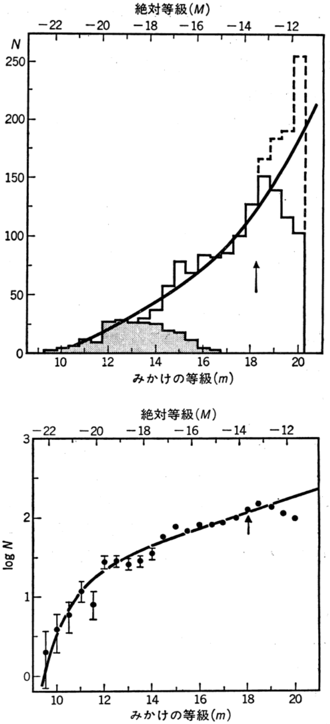


図 9　おとめ座銀河団の光度関数． SANDAGE et al.[25] による．縦軸は銀河の個数(上)またはその対数(下)，横軸は銀河の等級である．実線で示す曲線は普遍的であると考えられている光度関数を表わしている．縦矢印は観測データの完全性が保証される限界を示す．上のヒストグラムで斜線を施した部分は，巨大銀河ないしは通常の銀河の寄与を示す．それ以外はすべて矮小銀河で占められる．破線は観測データの不完全性に対する補正量の推定値を表わしている．

重要な指標となるものである．これまで観測されていた光度関数は，図に示されている観測限界よりもずっと明るい所で切れていたが，それでも多数の銀河団や銀河群の光度関数の解析から，銀河の光度関数は宇宙の到る所で同じではないかとの示唆がなされていた[27]．図に実線で描かれているのがこの普遍的光度関数であるが，おとめ座銀

河団のデータも暗い所までよくこれに一致していることがわかる.

この普遍的光度関数は，絶対等級の代りに光度 L を用いると，

$$N(L)\Delta L = N^*(L/L_*)^\alpha \exp(-L/L_*)\Delta(L/L_*)$$

と表わされ，$\alpha \sim -1.25$ がよく観測と合致する．ここで N^* は銀河団のメンバー数に対応する規格化定数であるが，光度にも L_* という規格化定数が用いられている．この式および図9下からわかるように，光度関数は $L \leq L_*$ ではほぼべき乗則，$L \geq L_*$ ではほぼ指数法則で近似される．この特徴的な光度 L_* に対応する絶対等級はどの銀河団でも $M_* \sim -21$ となっているのである．このような形をした普遍的な光度関数の存在を説明することは銀河形成論の基本的な課題の一つである．

矮小銀河は形態学的にみてもいくつかの特徴を示すことが明らかになった．第一に矮小銀河は表面輝度が極めて低い．写真乾板上でシミのようにしか見えないのはこの性質によるものである．第二に矮小銀河には渦巻銀河が存在しない[28]．おそらく華々しい渦巻腕の形成は，なんらかの理由で質量の小さい銀河では抑制されているのであろう．第三に矮小銀河のうち圧倒的多数は，滑らかな光度分布を示す矮小楕円銀河である．

矮小楕円銀河の構造に関して最近興味ある事実が明らかになった．みかけの偏平度分布の解析から，矮小楕円銀河の形状は，円盤状ではなく巨大楕円銀河と同様回転楕円体状であること，すなわち矮小楕円銀河も楕円体成分だけから成る系であることがわかっている[29]．しかし光度分布が詳しく調べられた結果，矮小楕円銀河の光度分布はむしろ渦巻銀河やレンズ状銀河のディスクの光度分布に酷似していることが判明したのである[26][29]．このことは，同じ楕円体成分だけから成る系でも，矮小楕円銀河と巨大ないし通常規模の楕円銀河は異なった生成史をもつことを強く示唆するものである．矮小楕円銀河のこの性質が先に述べた $M \sim -20.5$ を境とする楕円銀河の力学構造の二分化と関連しているのか，あるいは全く別の問題であるのかは今のところ明らかではない．矮小銀河の力学的特性の観測が待たれる．

矮小銀河のこうした特徴のいくつかは，局部銀河群中のメンバーに対しては古くから知られていたことであった．しかしそれらは，われわれの銀河系やアンドロメダ銀河などの巨大銀河との重力相互作用に起因するのではないかと考えられていた[30]．SANDAGE らのおとめ座銀河団のサーベイは，矮小銀河は固有の性質をもつ独立した実体であり，銀河形成論によって適切に説明されるべき対象であるという事実を確立したのである．

銀河形成論の課題

一昔前までは，銀河の形成という宇宙における最も華々しい出来事を一つの単純なメカニズムで統一的に理解できるかにみえた．観測技術の飛躍的進歩により，この10年間に，超銀河団やボイドといった宇宙の大規模構造の発見とともに，大部分は予想さえされていなかった銀河の性質がつぎつぎと明らかになってきた．これらの新しい観測事実の多くは，銀河形成には数多くの支配要因が関与し，それらが複雑に影響し合っていることを示唆するかにもみえる．一方で，自然の基本的仕組は単純明快なものであり，複雑そうにみえるのは単にわれわれが無知であるからなのかもしれない．

現在の銀河形成論は，ダークハローと素粒子物理学との関連を基軸にして宇宙の大規模構造を説明することに主力が注がれていて，まだ本稿で扱ったような“微視的”な銀河の性質を観測と比較しうるほど詳細なモデルを提出するには到っていない．しかし，宇宙の大規模構造とその中に存在する銀河のさまざまな性質を統一的に説明する理論ができてはじめてわれわれはこの銀河宇宙を理解したことになるのである．

ここで銀河形成論が説明すべき銀河の基本的性質をまとめておこう．

(1)　銀河は 1～100 kpc の大きさと，$10^6 \sim 10^{11}$ $L_\odot$ の光度をもつ宇宙の基本構成要素である．

(2)　銀河の光度関数は明るい部分は指数関数，暗い部分はべき乗則で近似される特徴的な形をもつ．

(3) 銀河には見えている物質の10倍以上の質量をもつダークハローが付随している.

(4) 銀河にはさまざまな形態のものが存在する.

(5) 銀河の形態と周囲の密度の間には非常によい相関関係がある. また, 矮小銀河の多くは矮小楕円銀河であるなど, 形態と銀河の規模との間にもある種の相関がある.

(6) 楕円銀河のうち, $M \lesssim -20.5$ の明るいものは回転が遅いが, $M \gtrsim -20.5$ の暗いものは回転が速い.

(7) $M \gtrsim -16$ の矮小楕円銀河は通常の楕円銀河とは異なった光度分布を示す.

(8) 渦巻銀河とレンズ状銀河のバルジは楕円銀河とは異なった力学特性を示す.

(9) 楕円銀河にも渦巻銀河にも共通して成り立つ, 光度(L)と内部運動速度(V)の間の関係式が存在する. これは本稿では触れなかったが, 内部運動速度として, 楕円銀河では中心の速度分散[31], 渦巻銀河では最大回転速度[5]をとると,

$$L \propto V^{\sim 4}$$

となる[32].

興味深いことは, 上記項目のうち(1), (2), (4)以外はすべて1970年代後半以降の発見であることである. 銀河の新しい観測の歩みは, 世界の4m級の大望遠鏡がフル稼動をはじめ, 電子技術を駆使した高性能観測装置が天文学に利用されはじめた大きな流れと歩調を合わせているのである.

もう一つ注目すべきことは, これら新しい発見のほとんどすべてが, 長い年月と労力を要する大規模な体系的観測の結果得られたことである. 物理実験のように, 観測する対象をコントロールするすべをもたない天文学においては, 単純な一度の観測から画期的に新しい理解が生じることはほとんどない. 未知の現象が見つかったとしても, “それはこの宇宙でどのくらい特異なものか?” という疑問が常に続くからである.

銀河の性質や宇宙の大規模構造に関する本質的に新しい観測は, おそらく現存する大望遠鏡の能力をはるかに上回る新世代の望遠鏡によってなされるであろう. ダークハローの大局分布(銀河の分布が見えない物質の分布をどのくらい反映しているかはまだわかっていない), 宇宙の大規模構造に伴う宇宙膨張からのズレの特異速度場のマッピング, 銀河の構造パラメータと大規模構造との関連の解明(これには銀河の形態分類に代わる定量分類[33][34]が有効な手段となろう), さらには宇宙初期における銀河の誕生過程の直接観測など, 新世代望遠鏡の果たすべき役割は大きい.

文 献

(1) E. Hubble: The Realm of the Nebulae, Yale Univ. Press(1936) pp. 36～57
(2) B. J. E. Pagel & M. G. Edmunds: Ann. Rev. Astron. Astrophys., 19, 77(1981)
(3) J. R. Gott III: Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 235 (1977)
(4) V. C. Rubin et al.: Astrophys. J., 238, 471(1980)
(5) V. C. Rubin et al.: Astrophys. J., 261, 439(1982)
(6) V. C. Rubin et al.: Astrophys. J., 289, 81(1985)
(7) J. H. Oort: in 'Galactic Structure', A. Blaauw & M. Schmidt ed., Univ. Chicago Press(1965) p. 455
(8) F. Zwicky: Astrophys. J., 86, 217(1937)
(9) S. M. Faber & J. S. Gallagher: Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 135(1979)
(10) J. L. Nieto & G. Monnet: Astron. Astrophys., 139, 464 (1984)
(11) J. E. Gunn: in 'Astrophysical Cosmology', H. A. Brück et al. ed., Ex Aedibvs Academicis in Civitate Vaticana (1981) p. 233
(12) W. Forman & C. Jones: Ann. Rev. Astron. Astrophys., 20, 547(1982)
(13) S. M. Faber: in 'Astrophysical Cosmology', H. A. Brück et al. ed., Ex Aedibvs Academicis in Civitate Vaticana (1981) p. 191
(14) A. Dressler: Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 185 (1984)
(15) A. Dressler: Astrophys. J., 236, 352(1980)
(16) M. Postman & M. J. Geller: Astrophys. J., 281, 95(1984)
(17) M. Hausman & J. P. Ostriker: Astrophys. J., 224, 320 (1978)
(18) D. P. Schneider et al.: Astrophys. J., 268, 476(1983)
(19) F. Schweizer: Astrophys. J., 252, 455(1982)
(20) M. Hamabe: Publ. Astron. Soc. Japan, 34, 423(1982)
(21) G. Illingworth: Astrophys. J. (Letters), 218, L 43(1977)
(22) R. L. Davies et al.: Astrophys. J., 266, 41(1983)
(23) J. Binney: Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 183, 501(1978)
(24) A. Dressler & A. Sandage: Astrophys. J., 265, 664(1983)
(25) A. Sandage et al.: in 'Proc. ESO Workshop on the Virgo Cluster', O. G. Richter & B. Binggeli ed., European Southern Obs. (1985) p. 239
(26) B. Binggeli et al.: Astron. J., 89, 64(1984)
(27) P. L. Schechter: Astrophys. J., 203, 297(1976)
(28) A. Sandage & B. Binggeli: Astron. J., 89, 919(1984)
(29) S. Ichikawa et al.: Astrophys. J. Suppl., 60, 475(1985)
(30) P. W. Hodge: Ann. Rev. Astron. Astrophys., 9, 35 (1971)
(31) J. Kormendy & G. Illingworth: Astrophys. J., 265, 632 (1983)
(32) R. B. Tully & J. R. Fisher: Astron. Astrophys., 54, 661 (1977)
(33) K. Kodaira et al.: Astrophys. J. (Letters), 274, L 49 (1983)
(34) M. Watanabe et al.: Astrophys. J., 292, 72(1985)

11　宇宙の大構造をめぐって

池　内　　了*

宇宙における銀河の大局的分布が，泡構造をなしていることが明らかにされ，その起源の問題が銀河形成論の大きな課題となっている．さらに，銀河の大規模流の存在も示唆されており，宇宙の3億光年のスケールが宇宙論の焦点となりつつある現状を概観する．

宇宙の泡構造

1986年1月のアメリカ天文学会の直前，ハーバード大学天体物理学センターのM. GELLER女史は記者会見を行ない，10年にわたる銀河サーベイの結果を発表した(1)．彼女たちの銀河サーベイとは，天球上のある方向の，ある限られた立体角内で，ある明るさ以上の銀河すべての赤方偏移を測るというプロジェクト(レッドシフト・サーベイ)で，その集大成が図1に示されている(2)．この図には，赤径で117°，赤緯で6°のクサビ型領域の15.5等より明るい約1100個の銀河がプロットされており，ハッブルの法則を仮定して，赤方偏移から求められた各銀河の後退速度を距離に直している．銀河の3次元分布を天の赤道面に射影した，銀河の奥行き分布を示すものである．図の中央の，人形に似た姿の胴体にあたる部分が，かみのけ座銀河集団の場所である．

この銀河の3億光年のスケールでの分布をひとことで表現するとすれば，“泡構造”が最も似つかわしいだろう．“銀河は，直径が6000万光年から1億5000万光年もの巨大な泡(bubble)上に分布し”，“泡内部の銀河の存在しない空洞(void)は，丸く互いにぶつかりあうように連なり”，“それはあたかも，台所の流しいっぱいに広がった泡のよう”であるとGELLER女史も表現している．おまけに彼女は，実際の3次元分布の模型をつくり，それをあらゆる角度から撮ったビデオを見せ，“宇宙の泡見物”を楽しませたのである．

* Satoru IKEUCHI　東京大学東京天文台

もっとも赤緯の角度幅が6°だけなので，銀河分布が実際に泡のような2次元曲面をなしているのか，それとも，棒やフィラメントのような1次元的な連なりなのかは判然としない．ある人は“スイスチーズ”のように，銀河分布に穴があちこちにあいているというイメージをもち，またある人は，小さな穴が無数にありそれらが連なっているという“スポンジ”宇宙を提唱している．筆者は前に紹介したように(3)，衝撃波という泡に覆いつくされた宇宙における銀河形成論を提案したいきさつもあり，あえて“宇宙の泡構造”と呼びたい．3億光年のスケールの物質(＝銀河)とその空洞の分布の特徴が“泡”なのである．

宇宙の大規模流

さらに1986年1月のハワイにおける国際会議“銀河距離と一様宇宙膨張からのずれ”において，驚くべき観測結果が報告された(4)(5)．“3億光年のスケールで，銀河が約600 km/secの速さで同じ向きに動いている”かもしれないというものである．宇宙の一様膨張にのっかって，さらに大規模な銀河の流れの存在が示唆されているのである(6)．

天文情報で最もむつかしいのは，天体までの距離の算定である．1985年の国際天文学連合の第33“銀河の構造”分科で，銀河系中心から太陽系までの距離が，これまでの3万光年から2万5000光年とする方がよいという“決議”がなされたことからもわかる(7)．ふつう標準光源としてケフェウス型変光星(セファイド)のような，変光周期と

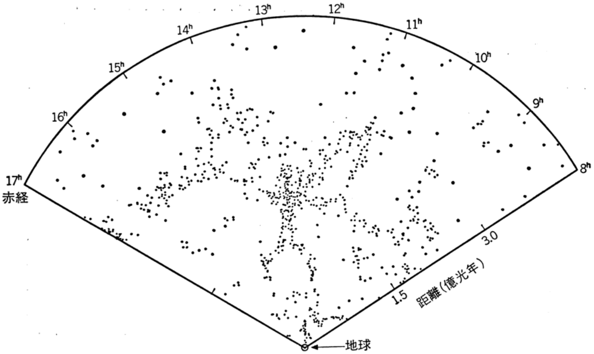


図 1　ハーバード大学のグループが発表した宇宙の泡構造[2]．扇の要にいる私たちからの銀河の奥行き分布である．

絶対光度関係のわかっている変光星を採用する．変光周期を測定し，それから求めた絶対光度とみかけの光度を比較して距離を算定する．この方法の問題点は，星間吸収の補正が正しくなされているかどうかにある．銀河系のスケールが改定されることになった原因の多くはこの点にある．セファイドの絶対光度が大きいので周囲の星と分離して観測でき，銀河の距離の測定に使われている．といっても，2000万光年を越すとセファイドを分離することができず，信頼できる距離算定の方式がなくなってしまう．むしろ図1のようにハッブルの法則を仮定して，後退速度から距離を見積もることになる．一様な宇宙膨張に比べて銀河の非一様運動は小さいと仮定しているわけである．

逆にいえば，別の距離算定の方法が見つかれば，非一様運動に関する情報が得られることになる．このようなプロジェクトが複数のグループで一斉にスタートした．別の距離算定方法とは，S型銀河については，タリー-フィッシャー(T-F)関係と呼ばれる"絶対光度-回転速度"間の経験則，E型銀河については，フェイバー-ジャクソン(F-J)関係と呼ばれる"表面光度-速度分散"の間の経験則を利用することである．銀河の回転速度なり速度分散は，星間吸収量や銀河の明るさに関係なくスペクトルによって決定できる．それに上の経験則を適用して表面光度なり絶対光度を求め，みかけの光度と比較して(星間吸収の補正もして)距離を算定する．標準光源を，変光星から銀河そのものに変えたことになり，非常に遠方(～10億光年)にまで使える方法である．

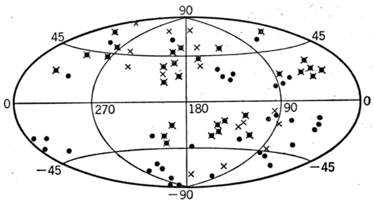


図 2　COLLINS たちが採用した銀河の赤経・赤緯分布[4]．
同じ後退速度を示す銀河を，天球上まんべんなく選んでいる．

COLLINS たちは[4]，赤外線領域でのタリー-フィッシャー関係を利用して，大規模流の存在を指摘した．彼らは，図2に示すように，天球上にほぼまんべんなく分布して，同じ後退速度 V_0(=2500 km/sec)を示すS型銀河を40個ほど選び出した．これらはいずれも，私たちからほぼ R_0(=1億5000万光年)の距離にある．世界最初の赤外線人工衛星 IRAS のデータを得，それに T-F 関係を用いて距離 R_{TF} を算定した．赤外線領域では，可視部ほど星間吸収の影響が大きくない点を利用したのである．こうして求めた距離に適当なハッブル定数 H_0 を掛けると，期待される後退速度 $V_{TF}=H_0R_{TF}$ が求められる．この速度と実際に測定されている後退速度との差，$\varDelta V=V_{TF}$

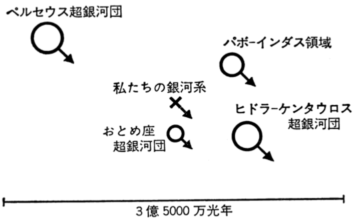


図 3　銀河・銀河団の非一様速度成分が，矢印の方向と大きさで示されている[6]**.**

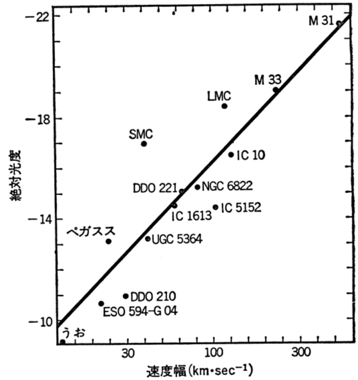


図 4　絶対光度と銀河の回転速度に由来する速度幅の関係を示す T-F 関係[26]**.** 局所銀河群の銀河について表示している.

$-V_0$ を選び出したサンプルについて求めると，全体のスケールが 3 億光年の系統的な銀河流が見出されたというわけである.

一方，7 人のサムライと称せられる BURSTEIN たちは[5]，フェイバー-ジャクソン関係の修正を加えた経験則を利用して，似た後退速度を示す約 400 個の E 型銀河について解析した．その結果，やはり 3 億光年のスケールで，ある有意な系統流が示唆されると主張している.

以上は，いずれも私たちの銀河系に対する相対速度を求めているものである．ところが，私たちの銀河系は，宇宙に一様に存在する絶対温度が 2.7 K の宇宙黒体輻射に対し，約 600 km/sec でケンタウルス座の方向へ運動している．これは，宇宙黒体輻射の静止系に対する運動の，前方向きでは黒体輻射の温度が高く，反対側では低く観測される——双極子型の宇宙黒体輻射の非等方性——事実によって確認されている．したがって，この成分を上で求めた ΔV からベクトル的に差し引くと，宇宙の慣性系ともいうべき宇宙黒体輻射の静止系に対する運動が求められる．COLLINS たちはこの銀河流の大きさを $\Delta V=970\pm300$ km/sec と算定し，BURSTEIN たちは $\Delta V=700\pm350$ km/sec と見積もっていて，誤差の範囲内で一致している．しかし，流れの方向が銀径では一致しているが，銀緯で 45° もずれていることに問題が残っている.

実は，このような大規模流については 10 年前に，RUBIN と FORD が，S 型銀河の T-F 関係を用いて指摘しており[8]，ルビン-フォード効果と呼んでいた．しかし，流れの方向が宇宙黒体輻射に対する運動方向と 45° もずれていたため，信じられていなかった．ところが，私たちの銀河系が属する局所銀河群が，おとめ座超銀河団方向に約 250 km/sec で運動しているとすると，この不一致も解消される[9]．こうして，図 3 にあるように，私たちの銀河系，おとめ座超銀河団，3 億光年も離れたペルセウス超銀河団とヒドラ-ケンタウロス超銀河団も揃って，同じ向きに運動していることになる．矢印の向きと長さは，宇宙黒体輻射に対する速度の方向と大きさを表わしている.

図 3 を見せられると，いかにも 3 億光年のスケールでの系統的な運動がありそうな気にはなってくる．しかし，まだこれらについて 100% 信用するのは危険と思われる．筆者自身は観測の信用度について，あれこれいう能力はまったく持ち合わせていないのだが，少なくとも次のことはいえる．まず，T-F 関係にしろ，F-J 関係にしろ，これらの経験則は近似的なものであって，何らかの統計的な議論(例えば，光度関数)をするときには役立つ関係式だが，これらから各銀河までの距離を求めるには経験式の分散が大きすぎるという点である．例えば，絶対光度 L と銀河回転による速度幅 Δv の間の関係である T-F 関係も，$L\propto(\Delta v)^n$ として，サンプルによって $n=3\sim6$ の幅がある[10]．もう一つは，MALMQUIST バイアスや不完全サン

プルによるバイアスなど，選ばれた銀河サンプルに偏りがあり，その補正をどのようにするかの問題点である．現在のハッブル定数H_0が，SANDAGEたちは50 km/sec/Mpcとしde VAUCOULEURSたちが100 km/sec/Mpcとする食い違いの一つの原因にも，この補正の問題がある[11]．フランスのBOTTINELLIたちは，この補正を正しくとれば，ハッブル定数は75 km/sec/Mpcとなると主張している[12]．事実とすれば非常に重大であるだけに，より詳しい信頼できる結果を早く得たいものである．

無衝突粒子の登場

銀河や銀河集団は力学平衡にあるから，重力エネルギーWと運動エネルギーTの間には，$W+2T=0$の関係(ビリアル定理)が成立する．Wは質量の2乗に比例し，その係数は系の形と大きさに関係する．Tは質量に比例し，係数は回転や分散速度で書ける．したがって，銀河や銀河集団の形・大きさ・内部運動の速度を測れば，系の質量を決定できる．これは重力源として働く質量を表わす．一方，銀河の明るさと質量の間には経験則があり，それから光っている星の全質量を求めると，それは重力源の10分の1にも満たない．もしインフレーション宇宙が正しければ，宇宙の平均密度は臨界密度$\rho_c=3H_0^2/8\pi G$(Gは重力定数)のはずだが，そうとすると光っている質量はその50分の1でしかない．宇宙には，みえない物質の方がみえている物質より多量に存在しており，それが宇宙の進化を決めていることになる．

見えない物質(DM: Dark Matter)がすべて，バリオンでできたブラックホールや多数の木星とすることはできない．ビッグバン宇宙初期での重陽子・ヘリウム形成の条件から，バリオンの量に上限が課せられ，それは上の重力源に足りないからである．このみえない質量の問題を，質量をもった無衝突粒子を仮想して解決し，同時に，銀河形成や宇宙の泡構造までも説明しようという試みが，この近年多く提案されている．

その代表的な試みが，20 eV程度の質量をもったニュートリノを導入するシナリオである[13]．ビッグバン宇宙の初期，ニュートリノは輻射と電子対を通じて熱平衡にあったが，やがて弱い相互作用が宇宙膨張についてゆけずニュートリノと輻射および物質との直接の相互作用がきれる．以後ニュートリノは，重力相互作用だけで物質と影響しあう．この時点では，ニュートリノは相対論的粒子であるので“熱い粒子”と呼ばれる．宇宙膨張とともにニュートリノの速度も下がり，やがて非相対論的粒子になるとともに，$M_\nu>M_{\nu,J}=9\times10^{15}(M_\nu/20\,\mathrm{eV})^{-2}M_\odot$を満足する密度ゆらぎが，自己重力によって成長し始める．これ以下のものは，ニュートリノの乱雑運動が勝って消えてしまう．初め，バリオンの密度ゆらぎは，輻射との相互作用のため成長できないが，温度が降下して電子と陽子が結合して中性水素に変わると，輻射と物質は相互作用しなくなり，バリオンの密度ゆらぎは成長できる．このとき，すでに大きく成長しているニュートリノの密度ゆらぎの重力によって，バリオンのゆらぎの成長は加速される．質量をもつニュートリノの導入によって，(1) $\Omega_\nu=(\rho_\nu/\rho_c)=0.2(m_\nu/20\,\mathrm{eV})$とみえない質量を説明し，(2) $M_{\nu,J}$という超銀河集団に対応する塊をまずつくり，その分裂によって銀河を形成し，(3) しかし，輻射と物質の分離直前のバリオンのゆらぎ——それに伴う輻射のゆらぎ——を小さく保てるため，観測されている宇宙黒体輻射の等方性と矛盾しない，とよいことずくめのシナリオが描ける．

しかし，ことはそう簡単ではなかった．ニュートリノ製の$M_{\nu,J}$スケールの天体がまず重力収縮し，その分裂によって銀河が生まれるとすると，銀河の大局的分布が観測と合わないという難点が，シミュレーションによって示された[14]．超銀河集団のスケールだけが卓越して，それより小さい銀河群や銀河集団のスケールが見えてこないのである．これはある意味で当然で，$M_{\nu,J}$以下のゆらぎは，ニュートリノの乱雑運動で消えてしまっているのだから，現われようがないのである．

この難点は，$M_{\nu,J}$の大きさが銀河の質量くらいになっていて，そのスケールの密度ゆらぎの振幅が大きく早く成長するようなゆらぎのスペクト

ルであれば切り抜けられる．したがって，無衝突粒子 X の質量が $m_X=1\sim2$ keV であれば，$M_{X,J}=3.6\times10^{12}(m_X/1\,\mathrm{keV})^{-2}M_\odot$ となり上の条件を満足しうる．まず銀河が誕生し，やがて超銀河集団へ成長してゆくというシナリオとなる．もし，この X 粒子が宇宙初期に輻射と熱平衡にあり，やがて相互作用がきれて分離したとすると，莫大な Ω_X となってしまい明らかに矛盾する．これを切り抜けるためには，X 粒子は不安定で，銀河の種となる密度ゆらぎをバリオンにひきおこすまでは存在するが，やがて崩壊し相対論的粒子になって宇宙に一様に散らばってしまうとする必要がある[15]．銀河質量にうまく対応する $M_{X,J}$ の値をとり，遅くもなく早くもなく崩壊してくれ，それも輻射分布に何らの痕跡も残さない崩壊様式である，という都合のよすぎる X 粒子は果たして存在するのだろうか．また，そのような X 粒子を仮定する“理論”は本当の理論なのだろうか．

もうひとつのパラメーター

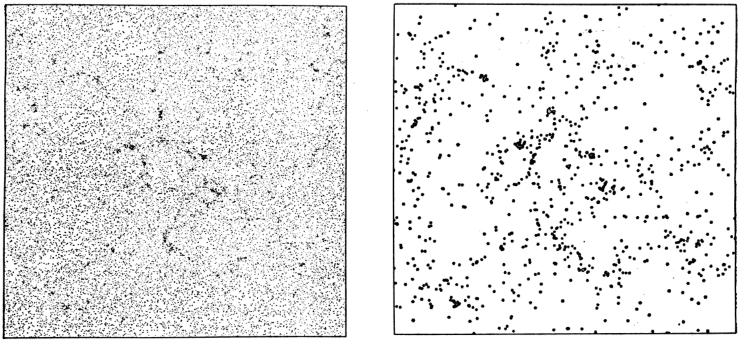
アキシオンという無衝突粒子を導入するシナリオもある．この粒子は，素粒子相互作用の対称性の破れに起源をもつゴールドストンボゾンの一種であり，輻射と相互作用しない．温度ゼロで生成されるので，冷たい粒子と呼ばれる．標準的な理論では，その質量は 10^{-4} eV である．このアキシオンがみえない質量を担っているとする CDM 説 (Cold Dark Matter 説)は，ニュートリノ説と対極をなすシナリオを描く[16]．アキシオンの密度ゆらぎには何らのスケールも入らないから，球状星団から超銀河集団まですべてのスケールにわたるゆらぎのスペクトルが設定できる．標準的なスペクトルをとると，小さいスケールほど振幅が大きく，したがって，早く成長する．“小さいスケールから大きいスケールへ”，重力的に“集合”してゆくというシナリオである．ニュートリノ説が，“大きいスケールから小さいスケールへ”，重力的に“分裂”するというシナリオとまったく対照的である．

CDM 説でシミュレーションを行なうと，銀河の小さいスケールの混み具合は観測とよく一致するが，泡構造に対応する大きな構造ははっきりでてこない難点がある[14]．小さいスケールに大きい振幅を与えているため，小さい構造がより大きく成長して卓越してしまう．つまり，大きい凸凹は目立たないのである．銀河の平均の混み具合を示す 10 Mpc のスケールと泡構造に対応する 30〜60 Mpc のスケールの双方を，単一の連続スペクトルと特徴的長さをもたない重力だけで説明できないのも当然と思える．どうやら CDM 説では，泡構造に対応するスケールをつくりだす，もうひとつのパラメーターが必要のようである．

銀河形成のバイアス理論

1984 年 1 月〜8 月の間，カリフォルニア大学サンタバーバラ校で“宇宙の大構造”に関するワークショップが開かれていた．世界中からこのテーマに関心をもつ研究者たちが集まって，週 1 回のセミナーと週 1 回のランチタイムトーク以外はまったく自由な雰囲気で議論を重ねるという，ワークショップは実に快適であった．このワークショップの焦点が“宇宙の大規模構造をつくり出す，もうひとつのパラメーターは何か”であった．そして参加者たちが到達した合意点は，“宇宙における銀河分布は，CDM で代表される質量分布を反映しているのではない”という点であった[17]．

シミュレーションで示されているものの分布は，重力源として働く CDM であり，それは大スケールの凸凹がついていない分布を示す．この CDM のつくるポテンシャル中でバリオンは集められ，銀河が誕生して輝き始めるのだが，銀河が誕生する割合は，ポテンシャルの深さ——したがって，CDM の存在量——に比例しないと考えるのである．CDM の分布は凸凹が少なく滑らかであるのに対し，30〜60 Mpc スケールで大きく凸凹がつくように銀河が生まれる，と考える．銀河形成にバイアスがかかっていて，ちょっとしたポテンシャルの差が，銀河分布に大きな差として現われる機構が働けば，このことが期待される．例えば，銀河が生まれ始めると，その銀河からのエネルギー放出によってまわりのバリオンが加熱され，続く銀河の形成が阻害される可能性が高い．この場



(a)　(b)

図 5　CDM 説でのシミュレーション[27]．(a)はすべての CDM の分布を示し，(b)は銀河形成にあるバイアスがかかった場合の期待される銀河分布．

合，形成される銀河の数は，むしろ銀河形成を阻害する要因によって決まり，CDM のポテンシャルには無関係となるだろう[18]．

このようにして，銀河分布には宇宙の大規模構造が現われるよう，銀河形成にバイアスをかけて観測と比較したものが図 5 である．図 5(a)がシミュレーションによる CDM の分布，(b)は銀河形成にあるバイアスがかかった場合の期待される銀河分布である．無衝突粒子(CDM)以外にもうひとつパラメーターを導入して，銀河の大局分布をも説明しようという試みだが，このバイアスモデルでは“泡”という幾何学については何もいえない．

2 成分無衝突粒子系モデル

別のパラメーターの持ち込み法は，筆者たちが試みている CDM 以外にニュートリノのような熱い粒子(HDM: Hot Dark Matter)をも持ち込む方法である[19][20]．銀河より小さなスケールの天体は，CDM の密度ゆらぎによって銀河よりも早い時期に形成される．他方，超銀河集団のような大きなスケールは，HDM の密度ゆらぎによって形成が促進される．このように，CDM，HDM おのおのが，その特有のスケールの天体形成を担うとともに，中間のスケールでは，互いの干渉のような効果が期待される．

その一つは，HDM の密度ゆらぎが凹の部分では，平均より速く膨張するから CDM の重力収縮が減速される効果である．その結果，10^7〜$10^8 M_{\odot}$ のゆらぎがクェーサー誕生以後まで生き残ることができ，クェーサーからの紫外光によって加熱されてガスのまま存在することが可能になる．重力崩壊せず雲のまま力学平衡にある天体が，HDM の凹の部分——そこは当然にして銀河の空洞にあたる——に多く存在することが期待される．これは，クェーサーの連続光に多数の吸収線として現われているライマン・アルファー雲[21]と考えることができる．この雲は，銀河の多く存在する HDM の凸部分でなく，大きく広がった空洞部分に分布することになるから，銀河とはまったく異なった空間分布を示すはずであり，実際このことは雲の統計をとることによって確かめられている．もし HDM がなければ重力崩壊して矮小銀河になってしまう天体を，HDM の穴によって生きのびさせることができるというわけである[19]．

さらに，$M_{\nu,J}$ より質量の小さい 10^{12}〜$10^{15} M_{\odot}$ のゆらぎに着目してみよう．もし CDM がないと，ゆらぎは HDM のジーンズ質量以下だから，自己重力で収縮することができず，むしろ，HDM の乱雑運動でゆらぎは消えてしまうことになる．しかし，温度がゼロの CDM が存在すると，二つの混在系は常に重力不安定であることが示される．このため，いったん振幅は減少して 2 成分系のゆ

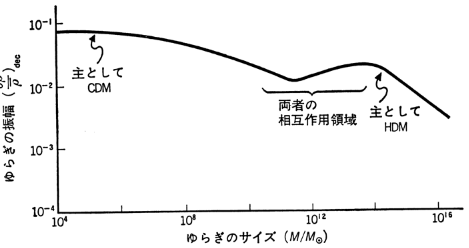


図 6 CDM と HDM が共存する場合に期待されるゆらぎのスペクトル[20]. CDM と HDM が相互作用する領域で変わったふるまいをする.

らぎは消えかけるが，やがて，重力不安定が勝って急速にゆらぎが成長してくることがわかる．CDM の存在によって，HDM の小さいゆらぎも生きのびさせることになるわけである[20]．このような相互作用の結果，10^{12}〜$10^{15}M_{\odot}$ 領域のゆらぎのスペクトルが，質量が大きくなるにつれ振幅も増大するような形へ変化する．これは標準的なスペクトル分布とまったく逆のセンスであり，むしろ，銀河の回転曲線が銀河の外の方で一定になるという傾向をよく再現するスペクトル形である[22]．

このCDM，HDMの2成分の無衝突粒子系の導入は，素粒子理論の立場からも可能性が高いことが，最近，東北大学の柳田氏らによって指摘されている[23]．彼らは，強い相互作用のCP不変性の破れの問題をカイラル対称性を用いて解決し，それが 10^{10}〜10^{12} GeV で自発的に破れるとする．このときの対称性の破れに伴うゴールドストンボゾンが，アキシオンである．一方，太陽ニュートリノ問題を，ニュートリノ振動が太陽内で共鳴的に増幅されているとして解決をはかると，右巻きニュートリノに対応するレプトン数非保存の質量スケールがやはり 10^{10}〜10^{12} GeV に出，これは最も質量の大きいニュートリノに数十eVの質量を付与することになる．彼らは，二つのことがらを結びつけるエレガントな理論を提出し，宇宙におけるバリオン数の非対称まで関連づけて論じている．興味深い点は，この理論ではアキシオンというCDMとタウ・ニュートリノというHDMが，ほぼ等量宇宙に存在しうるということである．まったく異なったアプローチから，偶然(？)にも同じ結論が示唆されているのである．

さらに，宇宙ストリングを持ち込み，それがさまざまのスケールのバリオンのゆらぎをつくり出し，自らは重力波を放出して消えてゆくという，シナリオも提案されている[24]．この場合，物質分布のスケールは，重力でなく宇宙ストリングのエネルギー密度・形・長さによって決まってくる——いわば，宇宙ストリングの属性が相関を産み出す——という点で目新しいが，逆に，属性の不定性がなんでも産みうるという危険性をはらんでいる．

銀河形成論への観測的制約

銀河を首尾よく誕生させつつ，銀河の大局的分布が泡構造をトレースしているような銀河形成論について概観してきたが，再度，観測的制約についてまとめ直してみよう．

Aランクの観測事実

宇宙に関するさまざまな観測事実のうち，必ず理論が満足すべきものをAランクと呼ぼう．これらには，(A1)宇宙黒体輻射の驚くべき等方性，(A2)みえない質量がみえる質量の10倍は存在すること，(A3)銀河間の2体相関関数で記述される10 Mpc以下の銀河分布，(A4)30〜60 Mpcのスケールの宇宙の泡構造，の四つが挙げられる．

無衝突粒子が，質量密度の大半を担い，密度ゆらぎの成長の種子になるというアイデアの根拠は，(A1)，(A2)の観測事実の最も自然な解決にあった．(A3)，(A4)という二つの異なったスケールの観測事実を，連続的なゆらぎのスペクトルと重

力だけでは，解決できないことは自明である．CDM 説では，(A3)のスケールはうまくいったが，(A4)のスケールは説明できず，“銀河形成にバイアスをかける”というもうひとつのパラメーターを導入しなければならなかった．それでも十分成功したとはいいがたい．20 eV 程度の質量をもったニュートリノ説(HDM 説)は，逆に，大きいスケールは説明できたが，小さいスケールの相関は再現できなかった．小さいスケールの相関を残しつつ，大構造もつくるには，(a)現在は崩壊しているが銀河サイズのゆらぎを引き起こした不安定粒子の導入か，(b)CDM，HDM の二粒子系共存説，(c)宇宙ストリング説のような，新たなスケールを外から入れてやることになる．

こうなると，そのようなモデルの素粒子論的背景が厳しく問われねばならないだろう．都合のよいパラメーターを勝手に導入してなんとかつじつまを合わせても，それは決して“理論”ではないからである．こうしてみると，裏付けのある銀河形成論をまだ手中にしていないことがよくわかる．

B ランクの観測事実

ここでは，次の 3 点の観測事実を B ランクとして挙げておきたい．B ランクとは，確かな観測事実として定着しており，銀河の誕生過程と深い関係があると思われるが，A ランクほど直接的に制約を与えるわけではないものと定義する．理論は，B ランクの観測事実と両立するか，何らかの意味づけができる必要がある．

(B1)銀河より小さいスケールの天体の起源の問題，具体的には，$10^{7\sim8}M_{\odot}$ のライマンアルファー雲，$10^{7\sim9}M_{\odot}$ の矮小銀河である．前者の空間分布が通常銀河と異なっていること，後者の骨格構造が通常銀河と異なった系列をなしていることなどの意味づけは不可欠である．(B2)銀河と銀河の間の空間には，銀河になりそこなった銀河間ガスが存在するはずだが，中性水素としては観測されておらず，銀河間ガスの温度は 1 万度を越えていることになる．ガスの加熱，イオン化の原因は何であったのだろうか[21]．(B3)S 型銀河の回転曲線が銀河の外へゆくに従い一定となること．これは，銀河内の密度分布が中心からの距離 r に対し，r^{-2} と変化することに対応する．このような密度分布は，銀河形成の初期条件で満足されるのだろうか[22]．

C ランクの観測

現在はまだ全体の合意には達していないが，現在指摘されている事柄が事実とすれば，A ランクの観測事実として銀河形成論に大きな制約を与えることになるだろう観測を C ランクと呼ぶ．

(C1)100 Mpc に及ぶ領域の大規模流．これがもし事実とすれば，宇宙の泡構造にみるよりもさらに大きな物質分布の凸凹が存在することになり，その反対を主張する CDM 説は一気に破綻する．CDM 説で予言される銀河流の非一様成分は 200 km/sec にも満たない．逆に，HDM 説には有利になる．(C2)(a)みえない質量が矮小銀河にも存在するのかどうか，(b)みえない質量とみえる質量の比が，系の大きさと無関係で一定なのかどうか，おのおの，これらの疑問に肯定的な答を出すグループと否定的なグループがあり，結着していない[16]．(a)，(b)に肯定的な場合，みえない質量はどの天体にも同じくらい束縛されていることになり，CDM 説に有利である．逆に，否定的な場合は，質量の小さい系には束縛されず，質量の大きい系により多く束縛されるのは，HDM のような乱雑運動の速度がかなり大きい粒子系であることになる．(C3)銀河の空洞領域のガス中に重元素が発見されたという報告が，一例だけある[25]．それもまだまだ誤差の大きい観測であり，決定的とはいえない．しかし，もしこれが事実なら，一見して銀河が存在しないと思われる領域に，燃えつきた銀河のようなもの，あるいは非常に暗い矮小銀河が存在しているのかもしれない．それが正しいとすると，現在明るく輝いている銀河だけで宇宙の大構造を論ずることは誤まりということになる．これは CDM 説が主張している点である．

D ランクの観測

C ランクの観測の結着は，ここ 5 年くらいでつくと予想されるのに対し，スペース・テレスコープや 7〜8 m 級の巨大望遠鏡による探査が必要で，10 年はかかるかもしれないが重要な観測をリストアップしておこう．

表 1

観測のランク		HDM 説	CDM 説	HDM+CDM 説
A1	宇宙黒体輻射	○	○	○
A2	みえない質量	○	○	○
A3	銀河相関関数	×	○	?
A4	宇宙の泡構造	○	△(バイアス)	○
B1	銀河より小さい系	×	○	○
B2	高温銀河間ガス	×	△*	△*
B3	銀河の回転曲線	×	×	○
C1	大規模流	あり	なし	あり
C2(a)	矮小銀河に M_{NL}	なし	あり	あり
(b)	M_{NL} の質量依存	あり	なし	中間
C3	空洞に重元素	なし	あり*	あり*

M_{NL}: みえない質量

* 矮小銀河からの質量・エネルギー放出による[20].

(D1)誕生したての銀河を直接とらえる．赤方偏移が大きいので赤外領域での観測が重要になるだろう．クェーサーと銀河は空間的によい相関があるから，クェーサーのまわりを綿密にサーベイする．また，IRAS ソースや電波源の可視・赤外域で徹底的に探査する．(D2)銀河分布の空洞に本当に銀河が存在しないのかを，もっと暗い銀河にまで広げて調べること．同時に，明るい銀河と矮小銀河のような暗い銀河に空間分布の差があるかどうかを明らかにすること．(D3)クェーサーの連続光中にみられる重元素による吸収線システムを，輝線・吸収線双方について系統的に調べる．銀河進化を直接検証するとともに，銀河の融合や銀河集団の形成過程など，銀河初期進化過程への重要な知見がもたらされるだろう．

上記 A, B, C ランクの観測と HDM 説，CDM 説，HDM・CDM 共存説との関係を表 1 にまとめておいた．A, B ランクの観測については，各説に都合がよい○，矛盾する×，さらに別のパラメーターを持ち込む△，まだ十分に調べられていない？，として分類した．むろん，重要なのは C ランクの観測への各説の予言の当否である．宇宙論は，この 5～10 年が最も おもしろいといえるだろう．

文　献

(1) TIME, 1月20日号(1986) p. 41

(2) V. de LAPPARENT et al.: Astrophys. J., **302**, L1 (1986)

(3) 池内 了: 科学, **55**, 605(1985)

(4) C. A. COLLINS et al.: in 'Galaxy Distances and Deviations from Universal Expansion', B. F. MADORE & R. B. TULLY eds., Reidel Pub. Comp. (1986) p. 131

(5) D. BURSTEIN et al.: in 'Galaxy Distances and Deviations from Universal Expansion', B. F. MADORE & R. B. TULLY eds., Reidel Pub. Comp. (1986) p. 123

(6) J. SILK: Nature, **322**, 207(1986)

(7) F. J. KERR & D. LYNDEN-BELL: Month. Notices Roy. Astron. Soc., **221**, 1023(1986)

(8) V. C. RUBIN et al.: Astron. J., **81**, 719(1976)

(9) M. DAVIS & P. J. E. PEEBLES: Ann. Rev. Astron. Astrophys., **21**, 109(1983)

(10) A. DRESSLER: Astrophys. J., **281**, 512(1984)

(11) P. W. HODGE: Ann. Rev. Astron. Astrophys., **19**, 357(1981)

(12) L. BOTTINELLI: in 'Galaxy Distances and Deviations from Universal Expansion', B. F. MADORE & R. B. TULLY eds., Reidel Pub. Comp. (1986) p. 73

(13) H. SATO & F. TAKAHARA: Prog. Theor. Phys., **66**, 508(1981)

(14) S. D. M. WHITE: in 'Inner Space/Outer Space', E. W. KOLB & M. S. TURNER ed., University of Chicago Press (1986) p. 228

(15) M. TURNER et al.: Phys. Rev. Lett., **52**, 2090 (1984); M. FUKUGITA & T. YANAGIDA: Phys. Lett., **144B**, 386(1984)

(16) G. R. BLUMENTHAL et al.: Nature, **311**, 517(1984)

(17) N. KAISER: Astrophys. J., **284**, L9(1984)

(18) A. DEKEL & M. J. REES: Nature (1987) 印刷中

(19) M. UMEMURA & S. IKEUCHI: Astrophys. J., **299**, 583(1985)

(20) S. IKEUCHI & C. A. NORMAN: Astrophys. J., **312** (1987) 印刷中

(21) S. IKEUCHI & J. P. OSTRIKER: Astrophys. J., **301**, 522(1986)

(22) P. J. QUINN et al.: Nature, **322**, 329(1986)

(23) P. LANGACKER et al.: preprint (1986)

(24) N. TUROK & R. BRANDENBERGER: Phys. Rev., **D33**, 2175(1986)

(25) N. BORSCH & P. M. GONDHALEKAR: Astron. Astrophys., **140**, L43(1984)

(26) O-G. RICHTER: in 'Galaxy Distances and Deviations from Universal Expansion', B. F. MADORE & R. B. TULLY ed., Reidel Pub. Comp. (1986) p. 106

(27) M. DAVIS et al.: Astrophvs. J., **292**, 371(1985)

12 進化の熱力学

——宇宙と星を例にして——

杉本大一郎*

進化とは何か．熱力学第二法則と進化とはどういう関係にあるか．これらの問題を考察するのに，宇宙や星は格好の例である．それらは相互作用の強い，非線形開放系をなしている．そこには，一様性から，いわゆる多様性ないしマクロな情報が発現するメカニズムが，内臓されている．

進化と変化

よく知られているとおり，“進化”という概念は，生物学，なかでもLAMARCK(1744～1829)や，とくにC. R. DARWINの‘種の起源’(1859)によって確立されたものである．同じ言葉が，膨張宇宙については“進化する宇宙”として，恒星については，星間空間のガスから星が生まれてから死に至るまでの過程を指して“恒星の進化”として用いられている．一般的には，比較的単純なものから，とにかく複雑なものが発生してくることだと理解されている．一様なものから多様性が発現することだともいえるし，物理的な例では，比較的一様な系，もしくは混沌の中から(マクロな)秩序の形成される現象が，進化に関係しているともいえる．

星や他の物理的な系が“進化する”というとき，まずおこってくる一般的な疑問は次のようなものである．星の進化は，1個の星という個体の一生のことを指していっている．これに対し，生物学では，個体が進化するのではなくて，永い世代にわたる個体の生と死のサイクルを通じて，ある“種”の生物が異なるものに変貌していくというものである．この点で，星の場合と生物の場合では全く異なることをいっているのではないのだろうか．

しかしながら，筆者は，これを本質的な違いだとは思わない．生物とその環境物質の全部を含めた全系を考え，それが進化するとみればよいからである．逆に，個々の生物は全系のなかの部分系であり，“種”はその全系の状態を記述するパラメータがとっている一つの値だと思ってもよい．

むしろ大切なことは，これらのいろいろな現象において，単なる変化ないしは熱力学第2法則から想像されるような退化ではなくて，その逆の“進化”と呼ぶべきものは何かをはっきりさせることであり，またそのような“進化”をおこさせる原因ないしは原動力は何かを追究することである．

こういうわけで，以下では“進化”とは何かという問題を考察してみたい．断わっておくが，ここでは，誰かさんがこう考えているという説をまとめようというのではない．これから説を作っていこうというのである．そのためには，自分の専門領域の近くで素材を選んでくるとよい．特に天体物理的な現象は，生物学に比べて，系が比較的単純であるにもかかわらず，後に述べるように，非線形開放系であったり，相互作用が本質的な役割を果たすなど，進化と直接に関係する基本的な性格をそなえている．もう一つ重要なことは，天体物理現象の場合には，今までの研究によって，系の振舞が“定量的”に知られていることである[1]．

時間の矢

LAYZER[2]は彼の‘時間の矢’という論文のなかで，過去と未来を区別する独立な現象として，次の四つをあげている．すなわち，(1)巨視的および宇宙論的レベルでのエントロピー生成過程(熱力学的な時間の矢)，(2)巨視的開放系および全宇宙における情報生成過程(歴史的な時間の矢)，(3)宇宙の膨張(宇宙論的な時間の矢)，(4)中性K中間子の崩壊(微視的な時間の矢)，である．これらのうち，(1)～(3)の矢印の方向が一致している理由を説明するのに，宇宙論的な二つの仮定をもってくればよいと，LAYZER[2]はいっている．すなわち，(a)宇宙は(巨視的ないしは粗い見方——coarse grainedの意味で)一様・等方であるのみならず，微視的な(分子運動の)レベルでの情報量も宇宙の初期には存在しなかった，(b)宇宙膨張の初期の特異点の近くにおいては，局所的熱平衡が成立していた，という二つの仮定である．これらの仮定は，一つの点を除けば，ふつうの宇宙論においてとられているものである．その一つの点とは，微視的なレベルでの情報が存在しなかったという仮定であるが，これが(a)でふつうの宇宙原理(一様・等方性の仮定)に付加されているので，LAYZER[2]は，(a)を“強い宇宙原

* Daiichiro SUGIMOTO　東京大学教養学部宇宙地球科学

理”とよんでいる.

ここで巨視的/微視的情報というのは，次のようなことである．たとえば，箱の隅に気体の分子が集まっているという，巨視的情報をもった初期状態を考えよう．時間がたつと，気体は分子運動によって箱の中に拡がっていき，巨視的つまり粗い見方(coarse grained)では，“一様”とみられる状態になる．すなわち，巨視的秩序ないしは情報は消え失せ，巨視的エントロピーが増大したのである．しかし微視的にみれば，この変化は多体の力学の運動方程式に従ってきた帰結であるから，可逆である．すなわち，時間の矢を反転すると，“一様”とみられるガスは，次第に箱の隅に集まってくることになる．この意味で，この引用符つきの“一様”な状態は，巨視的には区別のつかない他の多くの一様な状態とは異なって，微視的な情報をもった状態なのである[2].

日常的に経験する現象では，巨視的に一様とみなされるガスが箱の隅に集まってくるということはおこらない．それは，多くの一様な状態のうちで，ほとんどすべての状態が微視的情報をもたないものであり，われわれの観察する系が微視的情報をもっている確率が極めて小さいからである．しかしながら宇宙の場合には，その唯一性のために，“確率的にいって微視的情報はもっていない”などとはいうことができない．そこで，このことは，上に述べた“強い”宇宙原理として仮定されることになる．

最初に微視的情報がなかったことにしなければならないのは，本節の最初に述べた，(1)巨視的エントロピーの増大，ということがあるからである．もし最初に微視的情報が存在していたのなら，それが巨視的情報に転換され，巨視的エントロピーの減少するような現象がおこりうるからである．

こうして設定された強い宇宙原理の下にある“にもかかわらず”，本節のはじめに述べた，(2)巨視的開放系および全宇宙における情報生成がおこる，と LAYZER[2] はいっているのである．そのためには，次節以下に述べるような，情報生成のメカニズムが存在しなければならない．そして，(3)宇宙の膨張はそのメカニズムの本質と関係している．こうして(1)～(3)の時間の矢は，同じ方向に向いているのである．

情報生成のメカニズム

進化とは一様性から多様性が発現することだとすれば，進化を情報量の増大として記述することができるであろう．実際，生物の場合にも，進化の程度が DNA のもっている遺伝情報の量によって表現されることはよく知られている．物理的な系の場合には，情報量 I は系の熱力学的ないしは統計力学的エントロピー S と

$$I=(S_{\max}-S)/(k\ln 2) \qquad (1)$$

の関係で結ばれる．ここで $S_{\max}$ は，その系を十分に長い時間にわたって断熱壁内に閉じ込めておいたときに，到達すべき熱平衡状態のエントロピーの値である．右辺を k(ボルツマン定数) ln 2 で割ったのは，単位を情報量にそろえるためにすぎない．

さて系のエントロピーは S であるが，それは一般には時刻 t の関数 $S(t)$ であり，系の内部で非可逆過程がおこるにつれて，S の値は増大していく(熱力学第2法則)．そして十分に長い時間の後には，S は $S_{\max}$ に等しくなり，系は熱平衡状態に到達する．それに伴って，情報量 I が減少し，系は熱的に堕落ないしは退化していく．

ところで $S_{\max}$ の値，つまり熱平衡状態は，系の環境条件ないしは系を指定するパラメータの値，たとえば断熱壁の内部にある体積 V などによって規定されている．宇宙の場合には，この体積は宇宙膨張によって増大しつつある．非可逆過程がおこると，$S(t)$ の値は緩和時間程度の時間スケールで増大するが，それにも増して系のパラメータが速く変化し，$S_{\max}(t)$(たとえば，$S_{\max}[V(t)]$)が S よりも速く増大すると，情報量 I はかえって増大することになる．こうして，断熱系におけるエントロピー増大(非減少)の法則は，情報の発生と“両立する”ことができる．

膨張宇宙の場合について，もう少し詳しく述べよう[1][3]．宇宙の内部に半径 R の球形の領域を考える．その体積は宇宙膨張とともに膨張していると考えてもよいほど十分大きいが，一般相対性理論を無視してもよい程度に十分小さいものとする．宇宙原理によれば，この領域は他の領域と同等であるから，その領域に流出入する熱はない．したがって，この領域は断熱壁に囲まれているのと同等である．宇宙に充満している 3 K の黒体輻射からも知られるように，その領域内には黒体輻射が存在していた．膨張宇宙の初期には，輻射のエネルギー密度は物質の静止質量密度よりもはるかに大きく，そのような時代は輻射優勢の時代とよばれている．したがって輻射の温度 T_r は，宇宙が膨張しても輻射のエントロピーが一定となるように，すなわち $T_r \propto 1/R$ のように減少していった．

このような輻射場に浸されている物質を考えよう[1][3]．宇宙膨張が開始されてから最初の3分間程度までは，温度は 10 億 K 以上であった．物質についてその原子核の種類まで考えると，温度が数十億 K 程度以上とそれ以下では，原子核種の統計熱力学的平衡状態の組成が異なる．すなわち，高温では，原子核はその構成粒子である陽子と中性子に分解しているのが，熱平衡状態である．逆に低温では，それらの粒子は原子核という束縛状態,

特にエネルギーの最も低い ^{56}Fe になっているのが熱平衡状態である．最初の高温下では，前節の仮定(b)でも述べたとおり，熱平衡状態が成立しており，物質は核子，すなわち陽子と中性子からなり，$I=0$ であった．

宇宙が膨張して，輻射場の，したがってそれと熱平衡にある物質の温度が下がると，物質の熱平衡状態は，核子から ^{56}Fe に変わる．それに伴って核子は反応をして，到達すべき熱平衡状態の変化に追随しようとする．しかしながら，反応の速さは温度に非常に敏感であるから，温度が下がってしまうと，反応は追随できなくなり，$S_{max}(t)$ の変化から落ちこぼれてしまうのである．実際，反応は ^{56}Fe に至るどころか，20% ほどのヘリウムを合成しただけで，凍結されてしまった．こうして鉄という熱平衡状態から離れた，情報量のある($I>0$)状態が実現したのである(このときにやり残した反応は，現在，恒星の内部深くで進行している．すなわち，星は宇宙初期に発生した情報を食いつぶしているのである)．

このようにして，境界条件の変化によって，熱平衡状態から非平衡状態が発生することができる．

熱平衡状態は常に存在するとは限らない

熱平衡状態が存在し，かつそのときの物質分布が空間的に一様であるときには，前節で述べたような LAYZER[2] の解釈に沿った理解でよいと思われる．しかし天体物理では，そのようなものとは全く異なる現象がある．たとえば，熱平衡状態が存在しないときには，S_{max} をどうとればよいのであろうか．また $S(t)$ の増大にもかかわらず，物質分布が一様からずれて，局在化していったり，部分系とみなすべきものが形成されていくときには，どう考えればよいのであろうか．

そのような事情は，相互作用の影響がはなはだしいときに現われるが，その典型的な例として，ニュートン重力(万有引力)の影響下にあるガス球がある．重力の自己エネルギーは系の質量の2乗に比例するのに対し，熱エネルギーなどは質量の1乗に比例する．そこで質量の大きい系では，両者のエネルギーが同程度になりうる．実際，そのようになったものが天体である．したがって，以下で考えるのは，天体の自己重力を考慮に入れた熱力学(gravothermodynamics)ということになる．

そのような系の最も簡単な場合として，図1に示すように，半径 R の断熱球殻の内部に入った理想気体を考えよう．この系が熱平衡状態にあるとすれば，次のようになっているはずである．まず局所的には，分布関数はマクスウェル的でなければならない．そうでないと，粒子の衝突によってマクスウェル分布への移行がおこり，エントロピーを生成するからである．したがって温度や圧

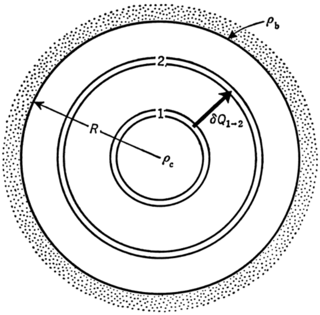


図 1　重力熱力学系.

力を定義することができる．また自己重力に対して，ガスは静水圧平衡になければならない．そうでないと運動が発生し，散逸によるエントロピー生成がおこるからである．さらに球の内部では温度は一様，すなわち等温でなければならない．そうでないと熱が流れるという非可逆過程によって，エントロピーが生成されるからである．このような条件下にあるガス球の構造(密度分布)は，恒星内部構造の理論において，等温核の解としてよく知られているものである．

さてこのような等温核の内部構造は熱力学的に安定であろうか．そのような問題は，かつて ANTONOV[4] や LYNDEN-BELL と WOOD[5] によって，解の1次系列の転向点という観点から論じられた．しかしそのような取扱いでは物理的本質がわかりにくかったので，その後多くのあらぬ誤解を呼ぶことになった．そこでそのような系の物理的描像をはっきりさせるために，蜂巣泉と筆者らは，線形安定性理論によってその問題を調べなおす[6]とともに，有限振幅の場合について数値計算を遂行した[7]．そして次のような事情がはっきりしたのである．

ガス球は静水圧平衡にあるから，当然ながら中心部の圧力，したがって中心部の密度 ρ_c は，断熱球殻という壁のすぐ内側の圧力や密度 ρ_b よりも高い．両者の比を密度コントラスト

$$D \equiv \rho_c/\rho_b \tag{2}$$

で表わすことにしよう．熱エネルギーに比べて重力エネルギーの絶対値が小さい場合には，D の値は小さい．重力の効果が無視できるような普通の熱力学は $D\to 1$ の場合に対応する．これに対し，重力の効果が大きいときには，$D\gg 1$ となる．

さて，図1に示したように，内側の球殻1から外側の球殻2へ熱を $\delta Q_{1\to 2}$ だけ仮想的に移動させたとしよう．

熱の移動によるエントロピーの変分は

$$\delta S = \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)\delta Q_{1\to2} \qquad (3)$$

であるが，1次の変分の範囲では，上に述べた等温状態に対して $T_2=T_1=T_0$ とおいてよいから，$\delta S=0$ となる．すなわち，最初の等温状態は熱平衡状態，つまりエントロピーの極値にあったことになる．

エントロピーの極大値にあったか極小値にあったかを調べるには，2次の変分まで計算しなければならない．そのためには，熱の移動に伴って，球殻1の温度がどう変化したかを知らなければならない．それには二つの影響を考慮する必要がある．すなわち

$$T_1 = T_0 + \delta T_1 \qquad (4)$$

$$\delta T_1 = (\delta T_1)_{\rm trans} + (\delta T_1)_{\rm contr} \qquad (5)$$

ここで $(\delta T)_{\rm trans}$ は熱の移動による直接的な効果であり，球殻1からは熱が抜きとられたから $(\delta T_1)_{\rm trans}<0$ である．その結果，球殻1における圧力が減少し，その上に乗っている層の重みを支えられなくなって，球殻は収縮する．これを静水圧平衡の再調整とよんでいるが，その結果，球殻1における物質は圧縮され，断熱圧縮の場合と同様に，温度が $(\delta T_1)_{\rm contr}>0$ だけ上昇する．

重力の影響のない，普通の熱力学の場合には，当然ながら，$(\delta T_1)_{\rm contr}=0$ であるから，$\delta T_1<0$ であり，熱を抜くと温度が下がるという常識に合っている．重力の影響が強いときには，逆に $(\delta T_1)_{\rm contr}$ の効果が勝ち，$\delta T_1>0$ となる．すなわち熱が抜かれたにもかかわらず温度が上昇するという意味で，“みかけ上の比熱”——もしくは重力熱力学的比熱——は負になるわけである．ここで“みかけ上”というのは，静水圧平衡の再調整を通じて，重力の効果が繰り込まれた比熱という意味である．球殻2については，すべて上に述べたことの裏返しであるが，“みかけ上の比熱”はやはり負になる．

このような変化に対するエントロピーの2次の変分は，式(3)～(5)から

$$\delta^2 S = \frac{1}{2T_0}\left(\frac{\delta T_1}{T_0} - \frac{\delta T_2}{T_0}\right)\delta Q_{1\to2} \qquad (6)$$

となる．したがって，重力の弱い普通の熱力学の場合には $\delta^2 S<0$ であり，系はエントロピーの極大値，すなわち安定な熱平衡状態にあったことになる．これに対し，重力の効果が大きく，“みかけ上の比熱”が負の場合には，$\delta^2 S>0$ で，系はエントロピーの極小値，すなわち“不安定な熱平衡状態”にあったことになる．前者のような場合を“普通の熱力学系”，後者の場合を“重力熱力学系”とよぶことにしよう．詳しい計算をすれば，両者の境目は $D=D_{\rm cr}\equiv709$ のときにあたることがわかる．

熱平衡状態の安定性は，次のように説明する方がわかりやすい．普通の熱力学系の場合には，上に述べた状況で $\delta T_1<0$, $\delta T_2>0$ である．その結果，今度は逆に，球殻2から1へ熱が流れるようになり，最初の温度分布が回復される．これに対し，重力熱力学系では $\delta T_1>0$, $\delta T_2<0$ であるから，その後も球殻1から2，すなわち最初と同じ方向に熱が流れ続け，等温状態からますます離れていくという不安定現象がおこる．

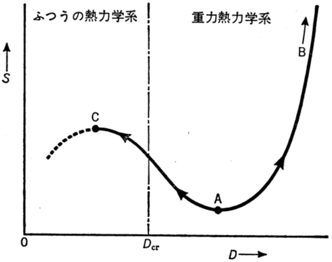


図 2　重力熱力学的カタストロフィーの進行と，エントロピーおよび密度コントラストの変化．

重力熱力学的な場合にみられるこのような不安定現象が有限振幅にまで成長していく様子は数値計算によって追求された[7]．熱流は不安定に成長し，熱流という非可逆過程によってエントロピーが生成されるが，その様子を示したのが図2である．初期条件としては，図のA点を考える（$D_{\rm A}>D_{\rm cr}$ で T は一定）．最初に与えられた摂動が，内部の球殻から外部の球殻へ熱を移動させるものであると，内部の球殻は収縮し，外部の球殻は膨張する．その結果，密度コントラスト D は増大し，$D>D_{\rm cr}$ でありつづける．そして中心部はどこまでも収縮して図のBの方向へ進んでいく．系のエントロピーはどこまでも増大し続けるのである．LYNDEN-BELL と WOOD[5]はこのような状況を予想して，“重力熱力学的カタストロフィー”と名づけた．この場合には，落ちつくべき熱平衡状態が“存在しない”のである．

それとは逆に，最初に与えられた摂動が，熱を外部から内部へ移動させるものであるときには，内部は熱をもらって膨張し，みかけ上の負の比熱によって温度が下がり，熱はさらに外から内側に向かって流れ続ける．しかしこの場合には，中心部の膨張によって密度コントラストは減少し，系は図のC点へ向かって変化していき，ついには $D<D_{\rm cr}$ になる．このようになってくると，系は次第に安定化され，一度発生した温度勾配も次第に消失し，再び等温（ただし T_0 よりは低い）となり，系はC点すなわち安定な熱平衡状態に落ちつくことになる．

重力熱力学的相転移

系が最初に図2のC点にあったとしよう．一様な媒質内にとったある領域などはそれに近い．Cは安定な状態であるから，局所的にみれば系の S_{max} は S_C に等しく，Cにおける情報量は $I_C=0$ となる．しかしより広い変域まで考えると，C状態のエントロピーは極大値ではあるが最大値ではない．何らかの原因で，D が D_{cr} 以上になると，系のエントロピーはどこまでも増大するから，$S_{max}=\infty$，したがって $I_C=\infty$ と考えるべきなのであろうか．一様な媒質の中に D の大きい重力熱力学的部分系が生じるのは，ちょうど水蒸気で過飽和になった空気の中に水滴が生じるという相転移に例えることができるが，そのような重力熱力学的相転移ともいうべき転移の瞬間に S_{max} は S_C から無限大にリセットされ，それに伴って情報が現われるというべきなのであろうか．

そう考えてもよいとすれば，情報量は突然にして現われることになる．そしてその後は系のエントロピーは増大して系は退化していくことになる．その事情は，前半に述べた，宇宙膨張からの落ちこぼれ現象でも同様である．ヘリウムや鉄という新しい自由度ないしは相が可能になったときに，非平衡状態としての情報が突然現われる．その後，恒星の内部でおこる水素から鉄への核変換の過程，いわゆる星の“進化”の過程は，S_{max} へ近づいていく退化なのである．生物の進化でも同様であるといえるかもしれない．突然変異によって新しい遺伝情報が追加されるのは，このような意味で突然におこる．しかし多くの新しい情報は退化していき，すべての新しい情報が生命系に適合するというわけではない．

話を重力熱力学的カタストロフィーに戻そう．さて，C状態からの“相転移”はどのようにして始まるのであろうか．一つはいわゆるJEANSの重力不安定である．密度 ρ が一様な媒質の内部に波長 λ の摂動を考えよう．その部分に含まれる質量は $\lambda^3\rho$ 程度であり，熱エネルギーも $\lambda^3\rho T$ に比例する．これに対し，重力エネルギーは $G\lambda^5\rho^2$ 程度である．したがって波長 λ の大きい摂動を考えれば，重力エネルギーの絶対値は熱エネルギーよりも大きくなり，重力が支配してガスは動的に収縮を始めることになる．しかしながらJEANSの不安定による収縮は，宇宙の比較的初期で原始銀河が形成されるころには，宇宙の膨張にうち勝つほど強くはならない．そこで超音速乱流などによって最初の収縮をトリガーすることなどが考えられた．その詳細については，他の解説書[8]でもみてもらうことにしよう．

宇宙のもっと後の時代になって，恒星が生まれるころになると，星間ガス雲の温度は宇宙の黒体輻射場の温度(現在は2.7 K)よりも高くなっている．このために，ガスは周囲の空間に光を輻射して，冷えることができるようになる．ガスの温度が下がると，熱エネルギーが減少し，重力のエネルギーに負けるようになって，JEANSの不安定が始まり，星が形成される．すなわち，重力熱力学的カタストロフィーの始まる状態が設定されることになる．ここで，星間ガス雲が周囲の空間に熱を，したがってエントロピーを捨てられる状況にあることの意義に注意しておこう．

開放系の形成

重力熱力学的カタストロフィーを考えた系で，断熱壁の半径 R を非常に大きい値にしてしまうと，どうなるであろうか．この場合には，密度コントラストは $D\gg D_{cr}$ になるので，系は必然的に重力熱力学的となり，カタストロフィーは有限振幅に成長したものとなる．その様子は，まさに，恒星を十分に大きい断熱壁で囲んだものと同じである．断熱壁の内部にある系は星とそれを包む輻射場という二つの部分系に分かれているといってもよい．それぞれの部分系の間では，エネルギーのやりとりができるので，これらの部分系は開放系である．

さて，星のエントロピーを S_s とし，輻射場のエントロピーを S_r としよう．全エントロピーは，

$$S_{tot} = S_s + S_r \tag{7}$$

である．星は自分自身の重みを支えるために，その内部の圧力や温度が高くなっている．そこで星の内部から外部へ熱が流れるが，星の内部で原子核反応がおこっていないときには，そのエネルギーは星の重力収縮に伴う重力エネルギーの解放によってまかなわれている．

この重力収縮段階における星のエントロピー収支は次のようである．星の光度を L で表わす．星の内部にそれと同じ程度の熱流があるが，熱伝導という非可逆過程によるエントロピーの生成率は $L/\langle T\rangle$ の程度である．ここで $\langle T\rangle$ は星の内部の平均の温度である．これに対し，星がその光とともにエントロピーを輻射場へ捨てる率は L/T_{eff} である．ここで T_{eff} は星の表面温度を表わす．両者の差引きの結果，S_s は減少することになる．それに対し，光を捨てられた輻射場の S_r は少なくとも L/T_{eff} の率で増加する．そして全エントロピーは $L/\langle T\rangle$ 以上の率で増大するのである．

星の重力収縮が進むにつれて，星の半径は小さくなるが，それは星を構成している物質の局在化が進行することを意味する．この一様から局在へという変化は，多様性の発現ないしは秩序の形成ともいえるであろう．これは S_{tot} の増大と同時におこっているのである．

ところでこの多様性の発現を式 (1) のような情報量と

“直接に”結びつけることはできない．星だけを取り出してみれば，断熱系ではないから，$S_{s,max}$ を定義できないからである．そうかといって，星という部分系の S_s が減少していく過程を進化といってよいとは思われない．

反例をあげよう．周囲の空間よりも温度の高い鉄塊を考えよう．鉄塊は次第に冷え，そのエントロピーは減少していくであろう．しかしわれわれは，これを熱的な退化とよび，進化とはよばないことになっている．

それでは両者のどこが違うのであろうか．その差異は次の点にある．鉄塊は冷えていくに従って，外界との温度差が減少し，冷えにくくなって，熱平衡状態に近づく．これに対し，星は光を捨ててその重力収縮が進むほど，自己重力系における負の比熱のために，内部の温度は高くなり，外界との温度差が逆に増大するのである．したがって，星という部分系には，行きつくべき熱平衡状態が存在しない．このように，熱力学的不安定のある場合には，多様性ないしは秩序が発生しうるのである．

このような変化をあえて情報量の生成と結びつける方法はないわけではない．ただしこの場合には“みかけ上の情報量”ということになる．“みかけ上の”というのは，“みかけ上の負の比熱”と同じく，“相互作用(この場合には重力)に目をつむった場合の”という意味である．いま考えている系で，仮想的に重力定数をゼロにしたとしよう．すると星を構成しているガスは，ほとんど真空ともいうべき輻射場に吹き出す．吹き出したガスは壁と衝突したりして，ついには一様に拡がり，その運動エネルギーは熱となってエントロピーを ΔS だけ生成する．われわれが常識的に想像するのは，このような状態である．その状態のエントロピー S^*_{max} は，初めに考えた系の値 S_{tot} よりも大きく，“みかけ上の情報量”は

$$I^* = (S^*_{max} - S_{tot})/(k \ln 2) \qquad (8)$$

ということになる．記号に＊印をつけたのは，“みかけ上の値”であることを明示するためである．

いろいろな問題

こうして，進化とは情報量の発生ということだと考えてもよいと思われる．ただしこの情報量は“みかけ上の情報量 I^*”であってもよい．しかしながら，このような解釈には問題点がないわけではない．“みかけ上の”というのは“何かに目をつむった”ということであるから，その結果は“何に目をつむったか”による．そこで I^* には常識的なきめ方というのはあるとしても，一意的な決め方を定義することはできないのである．この問題をこれ以上に詮索することもできるが，このあたりで，他分野の科学の立場からの意見を聞いた方がよい．それに関連して，いくつかのことを補足しておこう．

まず第一は，前節で考えた部分系の問題である．星の内部で原子核反応がおこり，それが星の光となるエネルギーを供給しているときには，重力収縮は止まり，星の構造は定常状態になる．このとき，星は温度の高い中心部から核反応のエネルギーを供給され，温度の低い表面からエネルギーを捨てている．これをエントロピー的にみれば，両者の差からネゲントロピーを食っており，それを使って熱伝導によって発生するエントロピーを帳消しにしているという，開放系の“熱平衡から離れた”定常状態にあるわけである．この意味で星も生命の存在様式[9]と基本的には同じである．また星という形で物質が局在化しているのは，散逸構造[10](dissipative structure)であるといってもよい．

第二に考えるべきことは，この小論で述べたような，常識とは異なる現象が，なぜ天体におこるかということである．その根本は重力の相互作用にある．自己重力のエネルギーは関与する質量の２乗に比例する．これに対し普通の熱力学で考えるような内部エネルギーは外延的(extensive)な量で，質量の１乗に比例する．われわれの常識的表象は後者のような場合に基づいている場合が多い．それに対し，進化を論ずるには，非線形と，そのもとになる相互作用について，深い考察が要求される．

第三は S_{max} が無限大という問題である．ふつう物理学では，無限大が現われることは，対象が目下の理論の適用範囲を越えていることを意味している．実際そのような自己重力系を一般相対性理論によって取り扱い，ブラックホールのエントロピーを考慮すれば，S_{max} は非常に大きいが有限の量として記述することができる[11][12]．しかしここでは一般相対論まで導入して，話を複雑にする必要はない．

文　　献

(1) 杉本大一郎：‘宇宙の終焉’，講談社 (1978)
(2) D. Layzer: Astrophys. J., 206, 559 (1976)
(3) S. ワインバーグ：‘宇宙創成はじめの三分間’，小尾信弥訳，ダイヤモンド社 (1977)
(4) V. A. Antonov: Вестник Ленингр. Гос. Универ-а., 7, 135 (1962)
(5) D. Lynden-Bell & R. Wood: Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 138, 495 (1968)
(6) I. Hachisu & D. Sugimoto: Prog. Theor. Phys., 60, 123 (1978)
(7) I. Hachisu et al.: Prog. Theor. Phys., 60, 393 (1978)
(8) 佐藤文隆・松田卓也：‘相対論的宇宙論’，講談社 (1974)
(9) E. シュレーディンガー：‘生命とは何か――物理的に見た生細胞’，岡小天・鎮目恭夫訳，岩波書店 (1951)
(10) P. グランスドルフ・I. プリゴジン：‘構造・安定性・ゆらぎ’，松本元，竹山協三訳，みすず書房 (1977)
(11) 杉本大一郎：物性研究，35，No. 4，D99 (1981)
(12) 杉本大一郎：宇宙と星の熱力学と進化の源泉，杉本大一郎編(現代天文学講座 7)，‘星の進化と終末’，恒星社 (1979)

13 遅延解と時間の矢

――因果律の統計的解釈――

松田卓也*・二間瀬敏史**

後悔先に立たずという．原因は結果に先んずるという因果律のせいである．このような時間の方向性は，熱力学第二法則によるだけでなく，波動方程式で先行解をすて遅延解をとるという形でも現われる．両者は対等であり，同様に証明できる．遅延解とは最も確からしい解であるにすぎない．

いろいろな時間の矢

物理学において時間・空間というのは，最も基本的な概念である．しかし，一口に時間・空間というが，時間と空間には基本的な差がある．空間は前後・左右・上下の対称性があるが，時間においては過去と未来は非対称である．空間的には右にいくことも左にいくこともできるが，時間的にはそうではない．われわれは時間が過去から未来に向かって流れていると感じる．もっと厳密ないい方をするなら，この世の中の現象の多くは時間反転に対して不変ではない．

例をあげよう．湯の中に氷を入れると，それはとけはじめる．その逆の過程はふつうおこらない．つまり暖かい水が自然に氷と湯に分離することはない．タバコの煙を口に含んで，それからはき出したとしよう．煙は空中に拡散していく．この逆の過程，つまり空中の煙が急に口の中に戻ることはない．これらの現象を映画にとって，フィルムを逆転させたとすれば，奇妙であることはすぐわかる．これらの現象は熱力学第二法則(エントロピー増大の法則)と関連しているので“熱力学的時間の矢”とよばれている．

時間の方向性を議論するとき，通常はこの熱力学的時間の矢だけが問題にされる．しかしほかにも重要な，時間の非対称性がある．電磁気学におけるマクスウェル方程式を変形すると，波動方程式が得られる．この方程式には2種類の解がある．遅延解と先行解である．遅延解は電波が過去から未来に向かって飛んでいくのに対して，先行解ではその逆である．ところがわれわれは経験上，先行解を採用しないことにしている．アポロ宇宙船に向かってヒューストンから質問が発せられる．するとその電波は発射された“後”，宇宙船にとどく．宇宙船から発した答は，やはり1秒ほどおくれてヒューストンにとどく．だからヒューストンでは質問を発した“後”に答を得る．けっして答を得てから質問を発するわけではない．これも明らかに，時間の過去と未来に対する非対称性であり，これを“電磁気学的時間の矢”とよぶ．波動方程式は電磁現象に限ったことではない．音波，水の波，重力波とあらゆる波動に対して共通している．だから，この種の時間の非対称性を一般に“波動的時間の矢”とよぼう．

原因が結果に先んずるという，いわゆる因果律が成立するのは，これら時間の矢の存在のせいである．もし先行解を許せば，未来の情報がわかることになり，因果律はメチャクチャになってしまう．

時間の矢，つまり時間の過去・未来に対する非対称性は自明なことのようにみえて自明ではない．なぜなら，自然現象を記述する基礎方程式はすべて，時間の反転に対して不変，つまり t を $-t$ に変えても形がかわらないからである．このことは，ニュートン力学，電磁気学，相対論，量子論のすべてにあてはまる．基礎方程式が不変であれば，その方程式で記述される現象を映画にとって，それを逆に回しても不自然ではないということになる．この事実と，経験的事実としての因果律を，いかに結びつけるかというのが大問題なのである．

もっとも，正確を期するためにいっておけば，時間反転に対して不変でない微視的過程も存在する．K中間子の崩壊現象がそれである．これを微視的時間の矢とよぶ．しかしこの現象の時間非対称性はわずかなものであるし，だいいちK中間子がわれわれの日常生活にかかわっているはずもない．熱力学的矢と波動的矢は微視的矢とは独立の存在であるので，ここでは微視的矢についてはこれ以上ふれない．

時間の方向性を感じさせるものとして，生物や人間社会の進化も考えられる．進化とは情報量の蓄積，つまり

* Takuya MATSUDA 京都大学工学部航空工学教室
** Toshifumi FUTAMASE Department of Applied Mathematics and Astronomy, University College, Cardiff, United Kingdom

熱平衡からのズレの増大と考えられる．これを“歴史的矢”とよぶ．歴史的矢と熱力学的矢は一見したところ，矛盾しているようにみえるが，宇宙論的見地からこれらを統一できることが，LAYZER[1] により示されている．

現代の宇宙論は，われわれの宇宙が約100億年昔に，超高温高密度の状態から出発して，現在は膨張中であることを教えている．ここにも未来と過去の非対称性がある．これを“宇宙論的矢”とよぶ．

前述したように，時間の方向性を議論するときには，これまで主として熱力学的矢だけが問題にされてきた．その立場を GAL-OR[2] に従って時間の矢の“統計学派”とよぼう．それに対して，宇宙論的矢がすべての矢の起源であるとする新しい立場が GOLD[3] によって主張された．GOLD のもとの考え自体は，批判されているが，宇宙の条件に時間の矢の根源を求めようとする立場は，LAYZER によって統一的な説にまとめられている．これを時間の矢の“宇宙論学派”とよぶ．

LAYZER は上述した種々の時間の矢をあげ，歴史的矢と熱力学的矢が，宇宙にある条件を課すと導出できる，と主張している．LAYZER の説の詳細は，彼自身の解説[4]，松田[5]および杉本[6]の解説を参照されたい．ただ彼は波動的矢については重点をおかず，熱力学的矢から導かれるとしている．

しかし DAVIES[7] は，熱力学的矢と波動的矢は対等であることを示唆している．最近，SCHUTZ[8] は重力波に関してこの考えを定量化した．この考えでは遅延解をとることと，エントロピー増大則は密接な関係にある．つまり遅延解とは，最も確からしい解であるにすぎない．つまり因果律とは統計的な現象であり，絶対にいつでも成立するというわけではない．このようにして，物理の基礎方程式における時間反転に対する不変性と，われわれの経験則たる因果律は両立しうるのである．本解説では，まず熱力学第二法則とその物理的解釈を述べ，次に SCHUTZ の理論を解説する．さらに，時間の矢の根源としての，宇宙の初期条件を考察する．

熱力学第二法則とエントロピー

熱力学第二法則には，いろいろな表現の仕方がある．例えば，低温部から高温部に自然に熱が流れることはないというういい方がある．ここで“自然に”というところが大切である．外から手を加えれば，もちろんこのことは可能である．たとえば冷蔵庫がその例である．

熱力学第二法則をもっと定量的にいえば，“孤立系のエントロピーは時間とともに非減少(増大ないしは一定)である”となる．そして熱平衡状態ではエントロピーは最大値をとる．

ここでエントロピー S とは，状態の乱雑さをあらわす熱力学量である．完全気体の場合

$$S = Nk\log(VT^{3/2}) + 定数 \qquad (1)$$

となる．ここに N は気体の分子数，V は体積，T は温度，k はボルツマン定数とよばれる量である．エントロピーのもっと基本的な定義は

$$S = k\log W + 定数 \qquad (2)$$

である．ここで W は，巨視状態を指定した場合，その中に含まれる微視状態の数である．(1)は(2)から導くことができる．式(2)の意味を知るため，熱力学的対象ではないが，次のような例を考えてみよう．

いま4枚の銅貨が机の上にある．それが全部表を向いているという状態の場合の数は1通りしかないので，$W=1$ でありエントロピーは0である(定数は0とした)．1枚だけが上を向いている場合は4通りだから $S=k\log 4$，2枚上を向いている場合は6通りで $S=k\log 6$，つまり半数だけ上を向いている状態が最も多く，これが熱平衡状態と考えることができる．

エントロピー増大の簡単な例を考えよう．四角な箱を二つに仕切って，その一方に気体を入れておく．ある時刻に仕切りをとり外すと，気体は箱の残りの部分にひろがって箱全体をみたし，それ以後はそのままにとどまるだろう．気体分子の数を N とする．分子の一つが箱の片側にいる確率は1/2だから，全部の気体分子が箱の片側にいる確率は $1/2^N$ である．いいかえれば，気体が箱全体をみたしている状態の数は，片側につまっている状態の数の 2^N 倍である．だから，この二つの状態のエントロピーの差は $Nk\log 2$ である．これは式(1)を用いても導くことができる(この例の場合，真空中への膨張であるから仕事をせず，したがって温度は変化しない)．エントロピーが最大である熱平衡状態とは，気体が箱を一様に満たした状態である．

ボルツマンの H 定理

熱力学第二法則を，気体分子の運動を考えることにより証明しようと BOLTZMANN は考えた．気体分子の一つの運動を指定するには，三つの座標と三つの速度成分が必要である．そこで仮想的な6次元空間(μ 空間)を考えると，一つの分子の状態は μ 空間の1点であらわされる．分子が N 個あれば，μ 空間に N 個の点が分布している．これらの点は，時間とともに動いていく．現実の気体では，N は約 10^{24} の程度であり，μ 空間での点の分布は連続と考えてよいので，その密度分布をあらわす分布関数 $f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t)$ を導入する($\boldsymbol{r}$ は位置ベクトル，$\boldsymbol{v}$ は速度ベクト

ル）．BOLTZMANNは，次のH関数とよばれる量を導入した．

$$H=\int f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v},t)\log f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v},t)\,\mathrm{d}\boldsymbol{v} \qquad (3)$$

Hの時間変化を調べることにより，Hは時間とともに，常に減少することを，BOLTZMANNは“証明”した．熱平衡状態ではHは最小値をとるという．つまりHはSと符号反対の性質をもっており，実際

$$S=-kHV \qquad (4)$$

であることを示すことができる．

これでメデタシメデタシと思われたが，しかしよく考えると変である．BOLTZMANNは時間反転に対して不変な基礎方程式を使いながら，どうして不変でない結論を導くことができたのか．

LOSCHMIDTは次のように反論した．いまある瞬間を考える．このときにもHは減少しつつあるというが，もしすべての分子の速度を逆転したとしよう．すると気体は昔の状態にもどっていくはずだから，Hは増大するはずである．つまりHは必ず減少するということではなく，増大する場合もあるのである．

ZERMELOはポアンカレの再帰定理を用いると，気体の状態はいつかは元の状態にもどること，したがってHは減少もすれば増大もすることを示した．ポアンカレの再帰定理を説明するために，前の銅貨の例を考えよう．机の上に銅貨を全部表に向けておく．そして机をトントンたたくと，銅貨が裏返ることもあるとしよう．このようなことを繰り返すと，銅貨の向きはバラバラになりエントロピーは増大（Hは減少）していくだろう．しかし，4枚の銅貨のとりうる状態は全部で$2^4=16$通りしかないのだから，十分長く待てば元通りに全部表を向くということが必ずあるはずである．つまりエントロピーが元の値にもどったのである．現実の気体では体系のとりうる状態の数はおそろしく大きいので，体系が元の状態にもどるまでの時間（ポアンカレの再帰時間）は，非常に長い．例えば$10^{10^{80}}$年といった程度である（宇宙年齢は10^{10}年であるので，再帰時間は現実的ではないが，ここでは原理的なことを述べているのである）．だから孤立系のエントロピーをグラフにあらわすと図1のようになる．エントロピーの低い状態は，ほんのまれにしか生じず，生じたとしてもすぐエントロピーは増大して熱平衡状態に近づく．この図のふるまいは先の銅貨の例を考えると，簡単に理解できるであろう．

それではBOLTZMANNの証明のどこに問題があったのだろうか．彼は証明のなかで，分子間の衝突に関するある仮定（“衝突数の仮定”）を用いている．この仮定はいいかえれば，分子間には何の相関もないという仮定でもあり，これはまた“分子的混沌の仮定”ともよばれている．後でわかってきたことは，分子的混沌が成立するのは，エントロピーの低い初めの瞬間だけであり，時間とともに相関が生まれてくるのである．だからHが確実に減少するのは，初めの一瞬だけであり，それ以後はよくわからない．



図1　孤立系のエントロピーの時間的変化． 通常は熱平衡状態$S=S_{\max}$にあるが，時にゆらぎが発生して$S<S_{\max}$の非平衡状態になる．系を$S<S_{\max}$の非平衡状態（Sの谷間）におくと，未来に向かっても過去に向かっても大きな確率でSは増大する．

アンサンブルと一般化されたH定理

ボルツマンのH定理は完全ではない．実際Hは減少することも増大することもある．しかしわれわれが日常経験するのはHの減少（Sの増大）である．箱の半分に気体を入れた前例では，時間がたてば気体は箱全体を満たすと予想される．気体がますます狭い部分に入ってしまうとは考えにくい．しかし，微視的な立場ではそのようなことも可能なのである．

ここにアンサンブルの考えが登場する．いま多数の箱を用意したとする．それぞれの箱の半分に気体がつまっているが，気体分子の微視的状態はさまざまであるとする．そして，あらゆる可能な微視的状態の確率は等しいと仮定する（先験的等確率の仮定）．箱の仕切りを開くと，圧倒的に多数の箱では，気体が膨張しはじめるだろう．反対に収縮しはじめるような箱は非常にまれであろう．個々のHは減少も増大もするのだが，多数の箱（アンサンブル）の平均をとれば確実に減少する．つまりHの減少というのは統計的な現象としてとらえることができる．

われわれは箱の半分に気体がつまっているという巨視的な情報はもっているが，気体分子それぞれの位置と速度（微視的情報）については何もわかっていない．だからいろいろの場合（アンサンブル）を考え，その平均的ふるまい，つまり最も確からしいふるまいについてだけ，予想できるのである．

ここで，熱力学第二法則とH定理について長々述べたのは，それらがこれから述べる波動的時間の矢と密接

に関連しているからである．ここで述べたようなことはどんな統計力学の教科書にものっているから，詳しく知りたければそれらを参照されたい．前述の DAVIES による'時間の物理学——その非対称性'は，統計力学を含めて，時間の矢に関するよい教科書である．

波動的時間の矢

エントロピーの増加とならんで，自然界において最も明らかに時間の非対称性が現われるのは波動現象であろう．われわれは水面に石を投げたとき，つねに石が投げこまれた所から波が発生し，外へ向かって伝わっていくのをみる．テレビ局のアンテナからは画像が電波として送られ，連星からは重力波が放射される．

これらの逆の現象，例えば宇宙空間から集まってきた電波が，アンテナに画像電流を流すなどといったことは，けっしておこらないようにみえる．すべての波動現象はその基礎方程式が時間反転に対して不変であるにもかかわらず，遅延解で記述され先行解は決して現われないようにみえる．この波動的時間の矢と，熱力学的時間の矢は，どのような関係にあるのか．一方から他方が導かれるのであろうか．

この問題について，電磁気学を例にとって考えよう．電磁気学の教科書でわれわれは荷電粒子の運動に対するローレンツ-アブラハム理論なるものを学ぶ．そこに出てくる運動方程式は

$$m\dot{\boldsymbol{v}} = \frac{2}{3}e^2\ddot{\boldsymbol{v}} + \boldsymbol{F}_{\mathrm{ext}} \qquad (5)$$

である．ここで $\boldsymbol{m}$, $\boldsymbol{e}$ は電子の質量と電荷，$\boldsymbol{F}_{\mathrm{ext}}$ は外力である．右辺第1項は輻射減衰項とよばれている．この項は荷電粒子がその自己場と相互作用することにより，運動エネルギーを失い，電波を放出することを記述している．式(5)は，この項のため，時間反転に対して不変になっていない．しかし輻射減衰項は，荷電粒子の自己場として完全遅延場をとって計算された結果であり，初めから時間の非対称性を仮定している．もし自己場として時間対称な表現，つまり 1/2(先行場)+1/2(遅延場)ととって，この自己場と粒子の相互作用を計算して正しい減衰項は現われるのであろうか．答は，ある条件のもとでイエスである．その条件とは，荷電粒子の周囲を完全吸収体でおおった場合である．これをホイラー--ファインマンの吸収体理論という．

ホイラー--ファインマンの吸収体理論

WHEELER と FEYNMAN は，場という概念を追放しようとした．つまり荷電粒子同士は場を媒介として相互作用するのではなく，直接に空間をへだてて力をおよぼしあうと考えた．こういう考えを"遠隔作用理論"という．場を追放したい理由は次のようなものである．荷電粒子と自己場の相互作用は，先に述べた輻射減衰項だけでなく，質量項も作り出す．ところがこの質量は，荷電粒子を点と考えると無限大になってしまうのである．通常は，この発散を朝永たちによるくりこみという操作でゴマかしている．しかし場という概念を追放すれば，無限大の質量という問題も生じないわけだ．

それでは輻射減衰項をどう説明するのか．それを導くために，荷電粒子の十分遠方を吸収体でかこむのである．以下やはり場という言葉を用いるが，遠隔作用理論ではそれは独立な物理量ではなく，荷電粒子の運動から決まる補助的な量である．荷電粒子の作る 1/2(先行解)+1/2(遅延解)は吸収体の粒子に運動を誘起する．その粒子はやはり 1/2(先行解)+1/2(遅延解) を作り出す．この 1/2(先行応答場)と，もとの時間対称場が干渉して完全遅延場に変えるとともに，輻射減衰項も作り出すといううまい構造になっている．

しかし時間対称な理論から，どうして遅延解が発生したのだろうか．それは吸収体における電波の吸収という，熱力学的非可逆過程の存在がきいているのである．つまりホイラー--ファインマン理論では，電磁気学的矢が熱力学的矢から導かれるのである．

吸収体理論の問題点

吸収体理論が正しければ，こんなウマイ話はない．質量の発散もないし，遅延解も自動的に出てくる．本当だろうか．それを決めるには，現実の宇宙に，彼らのいう吸収体が存在するかどうかを知らねばならない．この問題は，いく人かの宇宙論学者により研究されている(詳しくは DAVIES の[7]本を参照)．

ホイル-ナーリカーの定常宇宙論と，閉じたフリードマン・モデルでは，完全遅延解が得られる(宇宙モデルについては，例えば佐藤・松田[9]を参照)．ところが開いたフリードマン・モデルでは，明らかに経験と矛盾する完全先行解が得られるのである．定常宇宙論は，3Kの宇宙黒体輻射を説明できないのでダメである．フリードマン・モデルを採用するとして，それが開いているか閉じているかは，まだ明らかではない．しかし開いているとする説が有力である．もしそうなら吸収体理論は否定されるし，吸収体理論をとれば，宇宙は閉じていることになる．

ただし，ホイラー--ファインマン理論を重力波に適用す

ると重力場と物質の相互作用がきわめて弱いため，時間対称場を完全遅延場にするような吸収体がないことを ROSEN は示している．ところが，重力波がやはり遅延解で表わされることが，最近発見された連星パルサー PSR 1913+16 からわかっている(連星パルサーと重力波については DAVIES の重力波に関する本[10]を参照のこと)．連星パルサーの軌道周期の変化は，一般相対論において遅延解を採用した重力波放出公式でよく説明できるのである．時間対称解では，重力エネルギーは周期的にゆらぐだけで重力波は放出されない．遅延解が出現する理由が，電磁波と重力波で異なると考えるのは不自然であろう．やはり，統一的に説明できる方がよい．そう考えればわれわれは吸収体理論を捨てなければならない．

最も確からしい解としての遅延解

WHEELER-FEYNMAN とは別の時間対称理論が，最近イギリス，ユニバーシティカレッジ・カーディフの B. SCHUTZ によって提案された．この理論は重力波の輻射減衰項を導くため導入されたものであるが，電磁波に対しても同様に適用することができる．重力波放出公式の問題は，前述の PSR 1913+16 の発見で，多くの人の注目をあびた．EHLERS は，従来の理論の多くの困難を指摘し，重力波放出によるエネルギー散逸あるいは軌道周期変化を与える満足すべき理論をわれわれはまだもっていないことを示した．SCHUTZ は従来の理論とは全く異なった立場，つまり重力波放出とは，その体系の最も期待される進化であるという統計的観点をとった．そして，線形理論を用いてエネルギー散逸に関する，いわゆる四重極公式を導いた(四重極公式のよく知られた導出法は LANDAU-LIFSHITZ[11] による)．連星パルサーのような，アインシュタイン方程式の非線形性が重要になる場合については，二間瀬-SCHUTZ により，この理論が拡張され，線形理論と同じ結果が得られている．しかし，ここでは線形に限り電磁場の場合について考えてみよう．

SCHUTZ の理論に進むまえに，電磁気学の基本を少し述べる．電磁場を表現する4元ポテンシャルを A^μ とすると，A^μ のみたすべき方程式は，次のようなポアソン方程式である．

$$\Box A^\mu \equiv \left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)A^\mu = -\frac{4\pi}{c}j^\mu \qquad (6)$$

ここで j^μ は4元電流である．A^μ のかわりに $F^{\mu\nu}=A^{\mu,\nu}-A^{\nu,\mu}$ で定義されるテンソルを用いて議論してもよい(以後 μ,ν は省略する)．

いま荷電粒子の集団を考える．その i 番目の粒子に作用する場 F_i は，次のようにあらわされる．

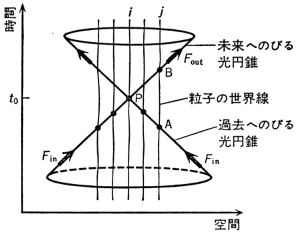


図 2 4次元時空図． 粒子 i の $t=t_0$ (P 点) における電磁場は，過去の光円錐と他の粒子の世界線の交わる点 (例えば A 点) からの遅延的寄与と，さらに過去からやってくる輻射 F_{in} できまる．同様に未来からの寄与 (例えば B 点) と F_{out} できまるといっても同等である．

$$F_i = \sum_j F_{(j)\mathrm{ret}} + F_{\mathrm{in}} \qquad (7)$$

$$= \sum_j F_{(j)\mathrm{adv}} + F_{\mathrm{out}} \qquad (8)$$

ここで $F_{(j)\mathrm{ret}}$ は j 番目の粒子からの遅延的寄与，$F_{(j)\mathrm{adv}}$ は先行的寄与，F_{in} は入射波，F_{out} は放出波である．遅延的寄与とは，過去にのびる光円錐上の荷電粒子からの寄与，先行的寄与は，未来からの影響である．F_{in} とは i 番目の粒子に収束してくる球面波，F_{out} は粒子から出ていく球面波である．数学的にいえば $F_{(j)\mathrm{ret}}$，$F_{(j)\mathrm{adv}}$ は(6)の特別解，F_{in} と F_{out} は(6)の右辺を0とした式の解，つまり斉次解である．(7)と(8)は対等で，どちらをとってもよい(図2参照)．

DIRAC は，i 番目の粒子の作る場の自分自身への効果を考えた．式(7)を用いて考える．$F_{(i)\mathrm{ret}}$ は

$$F_{(i)\mathrm{ret}} = \frac{1}{2}(F_{(i)\mathrm{ret}} + F_{(i)\mathrm{adv}}) + \frac{1}{2}(F_{(i)\mathrm{ret}} - F_{(i)\mathrm{adv}}) \qquad (9)$$

と分けられ，右辺第1項は電磁質量に，第2項は式(5)での右辺第1項，つまり輻射減衰項になる．残りの

$$\sum_{j\neq i} F_{(j)\mathrm{ret}} + F_{\mathrm{in}} \qquad (10)$$

が外力となる．ところで，この F_{in} を残しておくとやっかいなことになる．$F_{\mathrm{in}}=0$ ととれば式(10)は完全遅延解になり経験に合うが，$F_{\mathrm{in}}\neq 0$ であると，それをうまく選ぶことによって完全先行解を作ることも可能で，それは経験に合わない．$F_{\mathrm{in}}=0$ とおくことをゾンマーフェルトの輻射条件とよび，通常よく使われている．(7)(8)の段階では時間対称なのであるが，$F_{\mathrm{in}}=0$ を課した段階で時間対称性が破れるのである．

$F_{\mathrm{in}}=0$ とは，例えば宇宙空間からテレビアンテナに

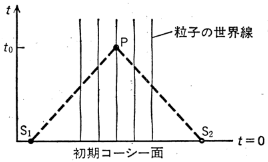


図 3 SCHUTZ の理論. 適当な時刻を $t=0$ ととって，その時刻での粒子，電磁場の情報から以後のふるまいを決める．$t<0$ の情報は無視する．電磁場の情報は S_1, S_2 を含む球面内に含まれている．その情報についてわれわれは無知であるので，あらゆる可能な電磁場を考え，P 点に対する平均的な影響を考えると遅延解が導かれる．

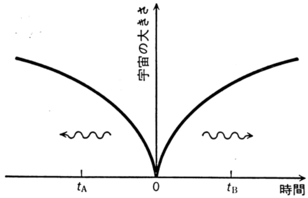


図 4 宇宙の始まり以前. 宇宙で $t=0$ の状態が最大の分子的・輻射的混沌であると仮定すれば，エントロピーは矢印の方向に増大し，$t>0$ では遅延解，$t<0$ では先行解が優先する．すると時間は矢印の方向に流れると感じられる．したがって t_A は t_B より“過去”というわけではない．

収束してくる球面波が存在しないということを意味している．しかし，これは正しくない．3 K の黒体輻射が常にやってきているではないか．

ゾンマーフェルトの条件を課さずに，完全遅延解を導くことができないかと SCHUTZ は考えた．図 3 に示すように $t=0$ 以前のことは無視して，$t=0$ における初期条件から時刻 $t=t_0$ における場を初期値問題として計算できる．$t=0$ における荷電粒子の位置や速度は十分知られていると仮定しても，$t=0$ における電磁場についての情報を知ることは難しい．だからあらゆる可能性のある電磁場を考えることにする．つまり電磁場のアンサンブルを考えるわけだ．そのような系では A^μ という電磁場があれば，$-A^\mu$ という場も同じ確からしさで存在する．その場合，統計的に完全遅延解が得られる (詳しい証明は〈付録〉にまとめるので，知りたい人はそちらを参照)．平均操作をすると完全遅延解が得られる．つまり，ある系を考えたとき，それが絶対に遅延解で記述されるという保証はないが，遅延解で記述される可能性がきわめて高いということだ．

この理論では $t<0$ では完全先行解で記述されることになる．しかし，それはこの理論の欠点ではない．実は H 定理においても，$t=0$ で先験的等確率を仮定した場合，$t>0$ で H が減少するのだが，t の負の方向に向かっても減少するのである．SCHUTZ の理論で，$t=0$ においてあらゆる可能な電磁場のアンサンブルを考え，それらに同じ重みをかけたということは，先験的等確率である．その意味で H 定理と SCHUTZ の理論には非常に類似性があることがわかる．$t<0$ の寄与を無視し，$t=0$ であらゆる可能な電磁場を考えたから上述の結論が出るのであって，$t<0$ の寄与を考えれば $t=0$ ではあらゆる電磁場に同じ重みを与えることはできない．したがって $t<0$ でも遅延解にすることは可能である．

因果律，つまり原因が結果に先んずるという経験則がある．一方，微視的法則には時間の前後の区別はない．因果律が遅延解や熱力学第二法則の結果であるとすれば，それは巨視的な法則といえるだろう．

因果律と宇宙論

以上に述べたように，一般的な H 定理と SCHUTZ の理論は，きわめて類似している．H 定理では $t=0$ で先験的等確率を仮定すると，未来に向かっても過去に向かっても H は減少する．しかし，これは少々不満足である．われわれの日常の経験では $t<0$ の場合のような現象は，まず生じない．この不都合は $t<0$ を考えないことにより，のぞかれる．われわれは孤立系を考えるというが，それはいつのときにか作られたものである．箱の中の気体の例では，気体を箱の片方につめたときを $t=0$ と考えれば，$t<0$ を考えることは意味がないことになる．このように，ある時刻にできた孤立系を“分枝系”とよぶ．SCHUTS の理論においても同様である．連星パルサーの例では，連星ができた時点を $t=0$ とすれば，$t<0$ の先行解を考えることは意味がない．これも分枝系の例である．

H 定理も SCHUTZ の理論も有限の系をあつかっている．無限大の系，たとえば宇宙で H 定理が成立するのか，完全な証明はない．LAYZER は，宇宙ではいかなる微視的情報も存在しないと仮定し，それを“強い宇宙原理”とよんだ．いいかえれば，分子的混沌が常にどこでも成立するという仮定である．そう仮定すれば，宇宙でも熱力学第二法則は成立するだろう．しかし，この仮定は強すぎると筆者には思われる．$t=0$ を宇宙の始めにとって，その時点で分子的混沌を仮定すれば，それで多分，十分だろうと思われる．

われわれの宇宙の大きさが有限の場合，宇宙はいずれ収縮に転じて，いつかは密度無限大，大きさ 0 の特異性

におちこむ．宇宙の終焉である．宇宙の終りは，宇宙の始まりとは異なって，ブラックホールだらけで密度はデコボコ，あちこちの分子や波動には強い相関がある．なぜ宇宙の始まりと終りは，こうも異なるのか．いや，というよりは異なるからこそ，宇宙の中で時間の非対称が生じ，時間が流れていくとわれわれは感じるのだろう．そして時間が流れる宇宙にしか生命や意識は発生しないだろう．なぜなら時間が流れるのは熱平衡ではないからであり，また生命も非平衡でこそ存在するからだ．つまり意識が時間の根源であると気どっていうこともできる．

もう一つ興味ある意見を紹介しよう．宇宙の始まりが分子的混沌であり，エントロピーが最小であったとしよう．よく宇宙の始まる前はどうかと聞かれる．そこで $t<0$ に収縮宇宙があったとしよう(図4)．もしこの宇宙で $t=0$ から左にいくとエントロピーが増大するなら，時間は $t=0$ から左に流れる．一方 $t>0$ の分枝では右に流れる．つまり因果的には $t=0$ が一番の始まりである．だから例えば $t=-1$ は $t=0$ よりも“未来”なのだから $t=1$ の過去であるはずがない．だから $t>0$ にいるわれわれにとって $t=0$“以前”というものは存在しないわけだ．

以上の意見は，あまりまじめに受け取る必要はない．が，しかし，因果律とか物理法則とかいっても，しょせんわれわれの経験則なのであって，適用限界というものが必ず存在するということを強調したい．

時間の問題は古来，多くの偉人たちが考えてきた問題であった．物理学的に多くのことが明らかになったが，まだまだ解明されたというにはほど遠い状態なのである．

〈付録〉 遅延解の導出

ローレンツ・ゲージを採用した場合，マクスウェル方程式は

$$\Box A^{\mu} = -4\pi j^{\mu} \tag{11}$$

$$A^{\mu}{}_{,\mu} = 0 \tag{12}$$

$$j^{\mu}{}_{,\mu} = 0 \tag{13}$$

である．ここでは $c=1$ ととってある．この方程式系に対する初期データは物質に対するものと電磁場に対するものからなる．物質に対しては，そのサポートがコンパクトであるという以外は適当に任意の初期データをとろう．電磁場に対しては A^{μ}, $A^{\mu}{}_{,0}$ が初期データであるが，ゲージ条件のため，その間に次の拘束がある．

$$\begin{aligned} 0 = A^{\mu}{}_{,\mu 0} &= A^{0}{}_{,00} + A^{i}{}_{,i0} = (-\Box + \nabla^2)A^0 + A^{i}{}_{,i0} \\ &= 4\pi j^0 + \nabla^2 A^0 + A^{i}{}_{,i0} \end{aligned} \tag{14}$$

したがってわれわれは独立な初期データとして(A^i, $A^{i}{}_{,0}$)をとると残りの A^0, $A^{0}{}_{,0}$ は次のように表わされる．

$$A^0 = -\nabla^{-2}(4\pi j^0 + A^{i}{}_{,i0}) \tag{15}$$

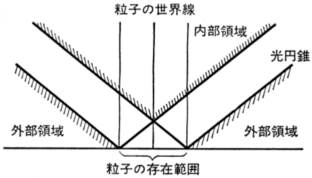


図 5 図で示される内部領域では，斉次解の寄与がなく完全遅延解で表現できる．

$$A^{0}{}_{,0} = -A^{i}{}_{,i} \tag{16}$$

さてここで電磁場の独立な初期データは，一般に観測可能ではないので，特別の初期データを与えるよりむしろすべての可能なデータを考え，その平均をとろう．この平均化はまた，初期データが系の運動と共鳴していないことを表わしている．われわれはランダムな初期データとして，その平均値が0であるようなものを考える．線形理論を考えているので，次のような初期データをもとに波動方程式を解けば十分であることがわかる．

$$A^i = 0 \tag{17}$$

$$A^{i}{}_{,0} = 0 \tag{18}$$

$$A^0 = -4\pi\nabla^{-2}(j^0) \tag{19}$$

$$A^{0}{}_{,0} = 0 \tag{20}$$

一般に $t>0$ に対する波動方程式は，次の一般解をもつことが知られている．

$$A^{\mu} = A^{\mu}{}_{\mathrm{ret}} + A^{\mu}{}_{\mathrm{H}}$$

ここに $A^{\mu}{}_{\mathrm{H}}$ は(17)〜(20)を初期データとする斉次方程式の解，$A^{\mu}{}_{\mathrm{ret}}$ は初期データ0に対する遅延解で

$$A^{\mu}{}_{\mathrm{ret}}(x^i, t) = \int_{\mathrm{C}(x^i,t)} \mathrm{d}^3 y \frac{j^{\mu}(y^i, t-|x^i-y^i|)}{|x^i-y^i|} \tag{21}$$

ここに積分は(x^i, t)を頂点とする，過去への光円錐を $t=0$ で切断したものの上でとる．遅延ポテンシャルが現われるのは，対応するグリーン関数が $t>0$ にサポートをもつことからきたものであって，時間に対する何の非対称性も仮定していない．実際，$t<0$ の解に対しては先行ポテンシャルが現われる．さて斉次解に対し，キルヒホッフの公式を用いると

$$\begin{aligned} A^{\mu}{}_{\mathrm{H}}(x^i, t) = &\frac{t}{4\pi}\oint_{\mathrm{S}(x^i,t)} A^{\mu}{}_{,0}(y, t_y=0)\mathrm{d}\Omega_y \\ &+ \frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial t}\left\{t\oint_{\mathrm{S}(x^i,t)} A^{\mu}(y, t_y=0)\mathrm{d}\Omega_y\right\} \end{aligned} \tag{22}$$

積分は $t=0$ 面での x^i を中心とする半径 t ($c=1$ としたから)の球である．われわれは初期データとして(17)〜(20)を考えるから，結局0でない斉次解は

$$A^0{}_{\mathrm{H}}(x^i,t) = -\frac{\partial}{\partial t}\left\{t\oint_{S(x^i,t)}\nabla^{-2}(j^0)\mathrm{d}\Omega\right\} \qquad (23)$$

ここで ∇^{-2} に対する球面調和関数展開を用い

$$\oint_{S(0,t)}(\nabla^{-2}f)\mathrm{d}\Omega = -\int \mathrm{d}^3y\frac{f(y^k)}{r_>} \qquad (24)$$

が導かれる．ここに $r_>=\max(|t|,|y^k|)$．さて図5で示されるような内部領域を考えると $r_>=t$ ととれるので

$$A^0(x^i,t) = -\frac{\partial}{\partial t}\left\{\int_{S(x^i,t)}\mathrm{d}^3y j^0(y^i,t=0)\right\} = 0$$

なぜなら積分は $t=0$ 面で遂行され，t に無関係だからである．結局，初期の波動場に対しその平均値が0であるようなランダムデータをとることにより，われわれは内部領域で完全遅延解を得たわけである．この完全遅延解が得られるのは，図から明らかなように光が源を横切る時間以後である．それ以前では複雑な解となる．特に $t\to0$ につれ，遅延解は0となり，したがって輻射の反作用もなくなる．だから物理的でない逃走解は出現しないという利点もある．

文　献

(1) D. Layzer: Astrophys. J., 206, 559 (1976)
(2) B. Gal-Or: Science, 176, 11 (1972)
(3) T. Gold: in 'La Structure et l'Évolution de l'Univers', Brussels (1958) p. 86
(4) D. レイザー: サイエンス, 2月号, 44 (1976)
(5) 松田卓也: 天文月報, 12, 316 (1978)
(6) 杉本大一郎: 科学, 51, 344 (1981)
(7) P. C. W. デイビス: 時間の物理学——その非対称性, 戸田・田中訳, 培風館 (1979); 宇宙における時間と空間, 戸田・田中訳, 岩波書店 (1980)
(8) B. Schutz: Phys. Rev., D 22, 249 (1980)
(9) 佐藤文隆・松田卓也: 相対論的宇宙論, 講談社 (1974)
(10) P. C W. デイビス: 重力波のなぞ, 松田卓也訳, 岩波書店 (1981)
(11) L. D. ランダウ・E. M. リフシッツ: 場の古典論, 広重・恒藤訳, 東京図書 (1964)

14 人間は宇宙の中心か

——人間原理をめぐって——

松 田 卓 也*

宇宙がなぜ現在のような姿をしているのか．なぜもっと違った姿ではないのか．それは，観測者としての人間が存在するからである．人間のような知的生命を生み出さない宇宙は，たとえ存在しても認識されないのだ．このような思想を“人間原理”とよぶ．無次元の巨大数の謎から人間原理を導く．

人間の宇宙における位置

自然科学の目的は，自然を理解することであるのに対して，哲学をはじめとする人文科学の主要目的は人間を理解することであろう．昔は，このふたつは，かならずしも別のものではなかったようである．しかし，近代科学の発展によって，人間の宇宙における位置は，重要性をますます失う方向に進んだ．このことは，宇宙論の進歩によってあとづけることができる．

ギリシアや西欧中世の宇宙論の中核をなしたのは，アリストテレス，プトレマイオスたちによる天動説である．この考えによれば，人間の住む地球は宇宙の中心に存在し，太陽，月，諸惑星は，地球をほぼ中心とする軌道の上を運動している．そして一番外がわは，天球で被われている．そのさらに外がわというものは，存在しない．キリスト教の教えによれば，神は人間をつくり，世界を支配するよう命じたというので，人間の住む地球が宇宙の中心にあるという考えは，まことに都合がよかった．こうしたこともあって，天動説は西欧中世のひとつの支配思想となったのである．

それに対して反旗を翻したのが，コペルニクスである．彼は太陽が宇宙の中心にあると考えたほうが，天文学上は都合のよいことに気がついた．そこで宇宙の中心を地球から太陽に変更した．しかしコペルニクスの変革の影響は，単に天文学上のものに留まらなかった．神に選ばれたとする人間の立場が危うくなったのである．コペルニクス自身は教会に反抗する意思などもたなかったとしても，彼の考えた地動説は教会の基盤を掘り崩すことになった．もっとも，宇宙の有限性に関しては，そのままであったが．

ジョルダノ・ブルーノは，コペルニクスの立場をさらに進めて，宇宙は無限大の大きさであり，そこには中心に相当する特別な場所は存在しないと主張した．その理由は，神がここに世界を作ったのなら，あそこにも同様につくることができ，えこひいきをしないはずだというような，神学的なものであった．しかし理由はともあれ，ブルーノの考えはコペルニクスの思想の徹底化である．この仮説を“宇宙原理”とよんでいる．宇宙原理は現代宇宙論の基本である．それは宇宙が一様で等方的であることを主張する．しかし実は，それだけには留まらない．コペルニクス思想は，人間がこの世界のなかにあって選ばれた存在ではなく偶然の産物であることを主張しているのである．これこそが，正に近代科学の基本的立場であるといえるであろう．

これから議論する“人間原理”とは，ある意味で人間の復権をはかる考えであるといえる．人間原理をひとことでいえば，宇宙が現在の姿をしているのは，観測者たる人間が存在するからであるとする考えである．この宇宙とは異なった姿をしたさまざまな宇宙を考えてみることはできる．しかし，もしその宇宙に，その宇宙の存在を認識す

* Takuya MATSUDA　京都大学工学部航空工学教室

る人間のような知的存在が一切存在しないとすれば，その宇宙は無いのも同然だ．宇宙はその内部に観測者を生み出すようにできているはずだ．人間原理はいわばデカルトの現代版ともいえよう．人間原理の思想は，ライプニッツのモナドにも似ている．彼によれば，神はさまざまな世界を作りえたのだが，そのなかで最善の世界を作った．なぜなら神は善だからである．しかし，ここで議論する人間原理はもっと科学的なものである．

EDDINGTON の巨大数の謎

自然法則を記述する基礎方程式には，物理定数とよばれる定数が現われる．重力理論に現われる重力定数 G, 相対論に現われる光速 c, 量子論におけるプランク定数 h, 陽子や電子の質量 m_p, m_e, その電荷 e などである．これらの定数は単位をもった量である．そこでこれらの定数を組み合わせて単位のない量，無次元量を作ってみよう．よく知られたものには

$$\frac{m_p}{m_e} = 1840, \qquad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \quad \text{(微細構造定数)} \qquad (1)$$

がある．ここで $\hbar = h/2\pi$ である．

もっと別の無次元量を考えよう．電子と陽子が距離 r 離れているとする．それらの間に働く電気力は e^2/r^2, 重力は Gm_pm_e/r^2 である．この二つの力の比をとると

$$\frac{e^2}{Gm_pm_e} = 0.2\times10^{40} \qquad (2)$$

と巨大な数になる．(1)の量は，その大きさが1とあまり変わらないのに対して(ここでの議論では 10^3 も1も同じ程度の量と考えている)，(2)の量はそれと桁違いに大きい．(2)を導くのに電子と陽子を考えたが，陽子同士であれ，電子同士であれ，いまの議論には変わりはない．

(2)を導く別の考えがある．電子の半径を a とする．古典的にはそれは

$$a = \frac{e^2}{m_e c^2} = 3\times10^{-13}\,\text{cm} \quad \text{(古典電子半径)} \qquad (3)$$

いっぽう陽子がもしブラックホールになったとすれば，その半径はいわゆるシュバルツシルト半径 $a_g = Gm_p/c^2$ である(係数の2は省いた)．これらの比 a/a_g は(2)になる．陽子の大きさを表わす量として，コンプトン波長 l がある．l と a_g の比をとると，これもやはり

$$\frac{l}{a_g} = \frac{\hbar c}{Gm_p^2} = 1.5\times10^{38} \qquad (4)$$

となり(1)と同程度の巨大数である．これらを一括して N_1 群とよぼう．図1にそれらの量の大きさをしめした．(4)の逆数を重力的微細構造定数とよぶことがある．

このように自然界に 10^{40} のような巨大な数が現われるのは，はなはだ奇妙なことである．多くの物理学者は，こういった無次元数は1の程度の大きさであるのが“自然”であると考えている．イギリスの有名な天文学者 EDDINGTON(1) は，このほかにも巨大数がないかどうかと考えた．宇宙のハッブル半径(宇宙で観測できる限界，つまり宇宙の地平線までの距離)を L とする．L と電子の古典半径 a の比をとると

$$\frac{L}{a} = N_2 = 5\times10^{40} \qquad (5)$$

となり N_1 とほぼ同程度の巨大数になる．ここで a のかわりに電子や陽子のコンプトン波長をとっても同じであるので，これらをまとめて N_2 とよぶ．図2にその大きさを示した．

宇宙の地平線の内部にはどれくらいの粒子数があるのだろうか．その量を N とすると

$$N = 10^{80} \qquad (6)$$

である．これらの量の間には，つぎのような近似的関係がある．

$$N_1 = N_2 = N^{1/2} \qquad (7)$$

この関係は驚くべきものだ．なぜなら，N_1 は微視的物理に現われる定数だけで構成されているのに対して，N_2, N は宇宙の大きさに関係するといった，相互に全く無関係にみえる量だからだ．この一致は偶然のものだろうか．EDDINGTON は，式(7)の背後には深い意味があると考えた．つまり，なんらかの基本的理論から式(7)は証明されるべきものであると考えたわけだが，彼自身はそ

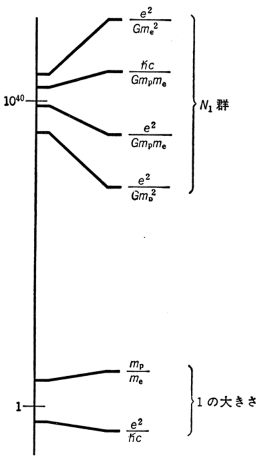


図 1　巨大数 N_1 の分布． HARRISON(1981)による．

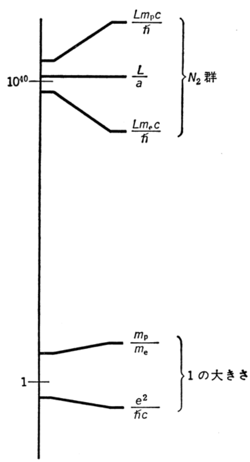


図 2　巨大数 N_2 の分布． HARRISON(1981)による．

の理論を導くことには成功しなかった．

DIRAC の重力定数変化説

宇宙における粒子の数 N はつぎのように評価できる．宇宙の質量を M_U とすると，ハッブル半径 L は宇宙のシュバルツシルト半径 GM_U/c^2 と同程度であることが知られているので

$$M_U = \frac{Lc^2}{G} \tag{8}$$

である．$N=M_U/m_p$ であるので

$$N = N_1 N_2 \tag{9}$$

である． したがって $N_1=N_2$ の関係が成立すれば，式(7)の後半の関係は自動的に成立する．だから問題になるのは $N_1=N_2$ の関係である．

N_1 は物理定数で作られているわけだから，それ自身定数であり，時間的に変化しないと考えられる．いっぽう，宇宙のハッブル半径は，宇宙の年齢を t とすれば $L=ct$ であるので

$$N_2 = \frac{t}{a/c} \tag{10}$$

となり時間に比例して増大する．すると式(7)に，いったいどんな意味があるのだろう．現在の t は，ほぼ100億年であり，式(7)が成立するが，それ以外の時点では成立しないのではないか．つまり式(7)は，偶然の産物ではないかと考えられる．

しかし，イギリスの有名な物理学者 DIRAC[(2)] は，そうは考えなかった．式(7)は，常に成立する関係であると主張したのだ．これを“巨大数仮説”とよんでいる．すると N_1 も時間に比例して増大しなければならない．つまり物理定数は，定数ではなく時間とともに変化しなければならない．それではどの物理定数が変化するのであろうか．ここで e, c, h といった量は微視的物理に関係した量であり，これらが変化すると原子核や原子の構造が時間とともに変わることになり具合が悪い．というより，それらの量の変化は観測にかかりやすく，DIRAC の仮説のボロがでやすいのである．事実，アフリカのガボンにあるオクロというウラン鉱山には，過去数十億年前に天然の原子炉が存在した．その研究から，これらの物理定数に時間変化がほとんどなかったことが確かめられている．DIRAC が，変化する定数として選んだのは重力定数 G である．すると式(7)が常に成立するためには

$$G \propto \frac{1}{t} \tag{11}$$

のように重力定数が時間とともに減少したことになる．

DIRACの理論はたいへん野心的なものであったけれども，いろいろな困難があることが指摘された．TELLER[3]によれば，太陽の光度はG^7に比例し，太陽と地球の距離はGに反比例するので，地球上の温度は$G^{9/4}$に比例する．つまり地上の温度は，$t^{-9/4}$のように変化したことになる．すると過去の地球はとても高温であったことになり，海も沸騰していたことになる．しかし，化石による証拠から30億年前にはすでに，細菌のような生物は存在したことがわかっている．これは多分，矛盾であろう．また太陽の光度が，過去にそのように高かったのなら，核燃料を急速に消費して，現在までに燃え尽きているはずであるという指摘もあった．このような反論にあって，DIRACの仮説は，そのままでは受けいれられないことがわかってきた．

JORDAN[4]や，BRANSとDICKE[5]は，そこでGがもっとゆっくり変化する重力理論を唱えている．その当否は別として，そのようなゆっくりした変化では式(7)を説明することはできない．

DICKEの人間原理

式(7)を説明する理論として，先にも述べたアメリカの宇宙論学者のDICKE[6]は，画期的な説を提案した(1961)．DIRACとは違って，物理定数は時間的に一定であるとすると，N_2は時間に比例して増大する．だから(7)が成立するのは，現時点でのことである．現時点とは，正にわれわれが生きているとき，つまり宇宙が生まれて，ほぼ100億年たったときである．われわれのような知的生命が発生する条件を考えてみよう．生命は有機物でできている．有機物を構成する元素は，水素を別とすれば，炭素，酸素，窒素のような，いわゆる重元素とよばれるものである．宇宙の初期には水素とヘリウムしか元素は存在していなかった．重元素は星の内部で水素が核燃焼して作られたものである．だから生命が発生するには，星の平均寿命程度の時間がたった後ということになる．ここで星とは，太陽のような主系列星のことである．

主系列星の寿命t_sは次のようにして評価できる．星の質量をM_sとすると，その全エネルギーはM_sc^2である．星の光度をL_sとすれば，M_sc^2/L_sが時間の次元をもつ量である．実際には星の全質量がエネルギーに変わることはなく，その1/1000程度である．星の代表的な光度としてEDDINGTONの光度，GM_sm_pc/a^2の1/1000程度をとる(EDDINGTONの光度とは，星の出しうる最大の光度)．これらの関係を代入すると，主系列星の寿命は

$$t_s = \frac{N_1 a}{c} \tag{12}$$

になる．これを式(10)のtに代入すると，$N_1 = N_2$の関係がみごとに導かれるのである．つまり，われわれの生きている時代が，宇宙開始後100億年であり，100万年でも1兆年でもないのは，偶然のことではなく主系列星の年齢できまっているというのだ．なぜなら，知的生命が発生しなければ，宇宙の存在を認識することもないからである．この考えをDICKEは“人間原理”と名づけた．

DICKEの人間原理では(7)の等式を証明することはできる．しかしN_1がなぜ巨大であるのかは，やはり謎のままである．N_1が巨大であればN_2も巨大になる．N_2が巨大であるとは，宇宙が原子のサイズに比べてはるかに巨大であり，宇宙の寿命が原子的時間スケールよりはるかに長いということだ．DICKEの人間原理だけでは，N_1をもっと小さくとって，もっと小さな宇宙の中で，たとえば映画の速回しのように，目まぐるしく進歩して滅ぶ生命であってもよいはずだ．N_1が大きいというためには，別の理論を必要とする．

CARTERの強い人間原理

DICKEの人間原理では，物理定数は与えられたものとし，つまりN_1は10^{40}として，N_2が時間とともに増大して$N_1 = N_2$の関係が成立した時点

で観測者が発生すると考えている．この考えをCARTER[7]は，“弱い人間原理”と名づけた．それにたいして，彼はN_1が現在のような値をとらない宇宙を仮想的に考えてみると，そのような世界には知的生命が発生しない．つまりc, e, h, m_p, m_e, Gなどの物理定数は，現在の値をとっているからこそ，生命が発生して，認識可能になったというのである．この立場をCARTERは，“強い人間原理”と名づけた．正にライプニッツ的思想である．

問題は二つある．定数の値と生命発生の関係，および生命のできそこなったたくさんの宇宙という考えの現実性である．後者については，後で論ずることとして，ここでは前者の問題について考えてみよう．

物理定数の現在の値が生命の発生にとって，いかに都合のよいものであるかという点はすでに，イギリスの天文学者HOYLE[8]によって指摘されていた．星の内部でおこる重要な核反応に3α反応がある．これは，二つのヘリウム原子核(α粒子)が反応して^{8}Beになり，さらにそれにαが衝突して^{12}Cができる反応である．7.6549 MeVにある^{12}Cのエネルギー準位は，^{8}Be+αの準位7.37 MeVのちょうど上にある．星の内部の条件では，この一致は炭素を生成するのに，非常に都合がよい．それだけではない．^{16}Oのエネルギー準位7.1187 MeVは，^{12}C+αの準位，7.1617 MeVのちょうど下にある．この偶然は，できた炭素がすぐに酸素に変化してしまわないために必要である．だから電気力や強い相互作用を規定する物理定数の値をいじくると，星の内部でうまく炭素がつくられず，ひいては，生命のもとである有機物ができない．

CARTER自身は次のような例を挙げている．生命の発生には太陽のような主系列星の存在が必要であろう．星の理論によれば，重力定数を変化させたり，微細構造定数を変化させると，主系列の星が全部，明るすぎる青色巨星になってしまったり，あるいは温度の低い赤色矮星になってしまったりする．その結果，生命を保持するに適当な惑星系はできないのではないか．

この種の議論はいろいろある[9]．強い相互作用定数について考えよう．これが現在の値をとっているから，うまい原子核がつくられる．もし，その値が少し小さいと，元素として存在するのは水素だけになってしまうし，もしもっと大きいと，いくらでも大きい原子核が存在することになる．特に重要なのは，強い相互作用定数がわずかでも大きいと，二つの陽子が結合した^{2}Heが存在しうる．すると，宇宙初期の元素合成の様子がすっかり変わって，水素は全部ヘリウムに転化してしまうだろう．水素がないと，水も飲めなくなってしまう．

弱い相互作用定数についても，同様の議論をすることができる．この定数の値を変化させると，宇宙初期の元素合成の様子が変わって，全部水素のままか，全部ヘリウムになってしまう．水素のままの場合は，かならずしも都合が悪いとはいえないが，他の場所に影響がでる．超新星がうまく爆発して，星の外層をふきとばすことは，重元素の合成や散布にとって重要である．それには，ニュートリノと物質との相互作用の断面積の値が重要であるので，弱い相互作用定数を変化させることは具合が悪い．

これらの議論でわかることは，われわれの住む宇宙の諸条件は，非常に微妙なバランスの上になりたっているということだ．このことをさして，諸条件が“微調整”されているという．N_1やN_2の値が，1の程度であるといった“自然な”条件では，人間は存在できない．

ここまでは物理定数を変化させると，生命にとって具合が悪いことを論じた．しかし，強い人間原理は，それだけではなく，宇宙の初期条件にも制限を課す．宇宙原理を満足するフリードマン宇宙には，その曲率の符号に応じて，三つのタイプがある．曲率が正で，体積も寿命も有限の閉じた宇宙．曲率が負で，体積，寿命が無限大の開いた宇宙．これら二つのタイプを分ける，曲率0で，体積，寿命が無限大のユークリッド宇宙である．どのタイプの宇宙になるかは，初期条件で決まっている．われわれの宇宙がどのタイプに属するかは，完全には知られていない．しかし，ユークリ

ッド宇宙に極めて近いことは，確かである．閉じた宇宙を考えると，その寿命は一口に有限であるといっても 10^{-43} 秒と短いものから，1000億年，さらには無限に近いものまでさまざまである．開いた宇宙の場合でも同様である．このように，宇宙の初期条件はさまざまであるのに，現実の宇宙はどうしてユークリッド的宇宙に近いのだろうか．この疑問を“平担問題”とよぶ．ユークリッド宇宙の曲率は0で，空間が平担だからである．

その解答としては，“インフレーション宇宙理論”* もあるが，強い人間原理も一つの解答を与える．COLLINS と HAWKING[10] は，“平担問題”をつぎのように説明している．かれらは一様な宇宙において，非等方性がどのように発展していくかを研究した．その結果によると，ユークリッド的宇宙においては，たとえ宇宙初期が非等方的であったとしても，その非等方性は減少する．しかし，それ以外の宇宙では，非等方性は増大する．現在の宇宙の観測によれば，宇宙は極めて等方的である．したがって，われわれの宇宙は，完全にユークリッド的宇宙である．そうでなければ，現在の宇宙は非等方的になってしまうであろう．しかし，宇宙の初期条件がそのようなものである確率は，測度0である．それでは，なぜわれわれの宇宙がそのように特殊なものなのであろうか．あまり寿命の短い宇宙では，星ができて進化する時間的余裕がないので，生命が発生しない．しかし，極端に開いた宇宙では，膨張の速度が速すぎて，銀河や星が形成されない[11] (図3)．だから生命の存在する宇宙は，ユークリッド的でなければならない．もっとも HAWKING の説には，反論もあるが[12]．

この種の議論には，もっと極端なものもある．たとえば，われわれの住む空間は3次元である．それは，そうでなければ生命が発生しないというのだ．確かに，世界が2次元空間では，複雑な分子，生体はできないだろう．しかし4次元空間ではどうだろう．4次元空間の水素原子の構造や，

* 宇宙がごく初期にインフレのように，その大きさが急増したとする説．宇宙論上のさまざまな疑問が，インフレ期の導入によって解決されると期待されている．

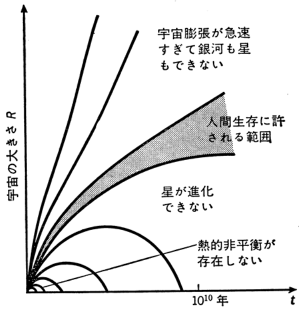


図 3　宇宙膨張の速さと人間の存在[11]．

分子の構造を考えるのは興味ぶかいことだ．そもそも，この世界は本当は11次元であり，そのうち3次元が空間に，1次元が時間に，7次元が素粒子の内部空間になったという，KALUZA-KLEIN 流の理論が最近，はやっている．だから，うえの問題設定もあながちナンセンスなことではない．

さらに考えれば，物理法則それ自体も，統計的であるのかもしれない．物理法則を導く基本的ラグランジュアンをランダムに選んでも，現在の物理で最も基本的な性質だとされているゲージ不変性は，低温の宇宙ではおのずから発生する．現在の物理法則も，無数の可能性のなかから自然淘汰されて出現したのかもしれないのだ[13]．

宇宙のアンサンブル

強い人間原理は，物理定数や初期条件がさまざまな値をとる宇宙の存在を想定する．これは統計力学でいうアンサンブルに相当する．では宇宙のアンサンブルという考えにどれほどの現実性があるのだろうか．そのモデルをさぐってみよう．

アメリカの相対論学者 WHEELER (1973) は，閉じた宇宙のモデルを考える．この宇宙はビッグバンで膨張を開始して，最大の大きさに達したあと収縮に転じる．そして再び一点にまで縮む．これをビッグクランチとよぶ．WHEELER は，このサイクルが無限回続くと考えるのである．これを“振動宇宙モデル”とよぶ．そして宇宙が一点に

収縮したときに，物理定数や，さらには物理法則自体も御破算デネガイマシテハになると想像する．すると，宇宙の無限のサイクルが，宇宙のアンサンブルを提供するというわけだ．つまり，宇宙が無限回振動する間に，都合のよい場合だけ知的生命が発生して，そのサイクルの宇宙が認識されるというわけだ．

もっと興味ある考えとして，EVERETT (1957) による“量子力学の多世界解釈”というものがある．これ自体は人間原理とは関係なく，量子力学の観測問題のひとつの解答として提案されたものだが，この説が宇宙のアンサンブルを提供するのである．量子力学の観測問題とは，簡単にいえば次のようなものだ．電子が二つのスリットのあいた衝立を通過して，その背後で干渉縞をつくるプロセスを考えてみよう．量子力学では，電子は粒子であると同時に波でもあるという．電子の運動を記述するシュレーディンガー方程式は，電子の存在する確率の波の時間発展を決定論的に決める．この段階では，電子は二つのスリットのどちらをも通過したことになる．ところが電子は粒子であるから，二つのスリットのどちらを通過したのか調べようと，スリットの所に測定器をおいて測定したとする．すると電子は，どちらのスリットを通過したかが決定できる．しかしこのときは，もはや干渉縞は現われない．量子力学では対象を乱すことなく，観測をすることはできない．

この現象の解釈として標準的なコペンハーゲン解釈では，電子の位置を測定した瞬間に確率の波が，どちらか一方に収束すると考えるのである．つまり，ここでは決定論は破れ，世界は非因果的にジャンプする．この解釈は，一般に受けいれられているが，“神はサイコロをふらない”としてEINSTEIN が反対したことは有名である．EVERETT は，決定論的解釈を回復するために，観測した瞬間に世界は，電子が1のスリットを通過した世界と，2のスリットを通過した世界に分裂すると考えた．この例では，二つの世界に分裂するのだが，一般的には観測するたびに，世界は無数に枝分れしていくというのだ．そして一度，分裂した世界は，お互いになんの関係もなくなってしまう．だから，この説を信用するとすれば，クレオパトラの鼻が低い世界も，実際にどこかに存在するのである．しかしSFとちがって，その世界にわれわれがいってみることはできない．この多世界解釈は論理的には矛盾はない．ただ，その当否を実験的に決めることはできない．

多世界解釈を拡張して，宇宙のごく初期における，粒子の相互作用によって物理定数もさまざまに変化すると考えると，無数の異なった世界のアンサンブルが生成できるわけだ．

人間原理にたいする批判

これまでみてきたように，人間原理の思想は，これまでの自然科学の論理とは全くことなる考えかたである．ふつうは，基礎にある自然法則をもとに議論する．生命現象は，物理法則をもちいて説明しようと考える．それにたいして，人間原理は極端ないいかたをするなら，生物学から物理法則を導くといったことに等しい．

人間原理の欠点は，それを用いてなにごとかを予言することが難しいということだ．それは，この世界の後追いの解釈を与えるにすぎない．人間原理を考えると，世界がかくあるのはなるほどもっともだ，ということはできても，こうなっているはずだという予言ができない．予言可能性が科学にとって最も必要な要素であるとするなら，人間原理は科学的原理とはなりにくい(ただし，DICKE の弱い人間原理を信用するなら，定常宇宙論は否定できるが)．

第二に，生命のありかたを限定している．つまり，われわれのような炭素生命を唯一の生命形態としている．しかし，この宇宙には，もっとちがった生命形態，たとえばHOYLE のSFで想像する星間雲生命とか，機械でできたコンピュータ生命，中性子星にすむ原子核生命とかが存在しないという保証はない．

宇宙の巨大さ，古さ，その一様等方性，それに物質粒子と光子の数の比など，従来，人間原理をもちいて説明されていたことが，最近はやりの“大統一理論的宇宙論”でも説明可能であるとす

る説がある．先に触れた“インフレーション宇宙モデル”もこの一環である．これらが成功するなら，人間原理によらずとも，従来の科学的方法論で，この世界を説明できるかもしれない(物理定数を説明する理論は，まだ存在していないが)．

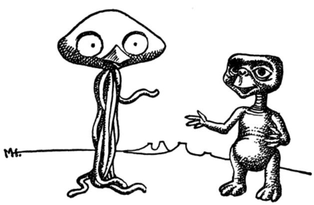
しかし，世界のアンサンブル仮説を受けいれず，この世界はたった一つしかないと考え，宇宙の諸条件がすべて基本的物理法則で説明可能とするならば，この世界がわれわれの生存にとって，かくも都合よくできているのは，まったく奇跡的なことであろう．われわれはその幸運を神に感謝しなければならない．

文　献

(1) A. S. Eddington: The Mathematical Theory of Relativity, Cambridge Univ. Press (1923) p. 167
(2) P. A. M. Dirac: Nature, **139**, 323 (1937)
(3) E. Teller: Phys. Rev., **73**, 801 (1948)
(4) P. Jordan: Ann. Phys., **124**, 64 (1939)
(5) C. Brans & R. H. Dicke: Phys. Rev., **124**, 924 (1961)
(6) R. H. Dicke: Nature, **192**, 440 (1961)
(7) B. Carter: in 'Confrontation of Cosmological Theories with Obserbation', ed. M. S. Longair, Reidel Dordrecht (1974) p. 231
(8) F. Hoyle et al.: Phys. Rev., **92**, 1095 (1953)
(9) B. J. Carr & M. J. Rees: Nature, **278**, 605 (1979)
(10) C. B. Collins & S. W. Hawking: Astrophys. J., **100**, 317 (1973)
(11) M. J. Rees: Q. J. R. astr. Soc., **22**, 109 (1981)
(12) J. D. Barrow: Q. J. R. astr. Soc., **23**, 344 (1982)
(13) J. D. Barrow: Q. J. R. astr. Soc., **24**, 146 (1983)
(14) C. W. Misner et al.: Gravitaton, Freeman (1973)
(15) H. Everett: Rev. Mod. Phys., **29**, 454 (1957)

人間原理の一般的解説文献

[1] J. D. Barrow: Q. J. R. astr. Soc., **22**, 388 (1981)
[2] B. J. Carr & M. J. Rees: Nature, **278**, 605 (1979)
[3] P. C. W. Davies: The Accidental Universe, Cambridge Univ. Press (1982)
[4] I. L. Rozental: Sov. Phys. Usp., **23**, 296 (1980)
[5] E. R. Harrison: Cosmology, Cambridge Univ. Press (1981) Chap. 17
[6] J. D. Barrow & F. J. Tipler: The Anthropic Cosmological Principle, Clarendon Press (1986)



15 宇宙に文明をさがす

——文明探査の基礎と現状——

平 林　久*・寿 岳　潤*

地球外文明社会と接触する方法にはさまざまあるが，電波による交信が本命であると考えられる．その試みは四半世紀前に始まった．その試みがいつ成功するか，それとも長期にわたって成功しないか，その方法論の歴史，現状および展望について解説する．

惑星をさがす

地球外の生命，または文明を探す場合，その正当化の論理として，銀河系内に生命の存在する頻度，さらには文明の数を推定する．“ドレークの式”(科学，**54**，p. 445)といわれるのが用いられるが，その答は1(つまり地球上の生物と人類だけ)から数億にいたる数字まで，悲観論と楽観論の間に広いスペクトルがみられる．いいかえると，何もわからないということで，自然科学の立場からは，楽しい空論にふけるより実験と観測を行なってゆくことが必要である．その場合，地球外生命の存在を探す努力も必要であるが，むしろ生命が知性をもって文明をつくり，自然現象と異なる高度の技術活動を行なっていることの方が発見の可能性が大きくなる．

生物は恒星間空間のような惑星以外の場所で発生することも考えられるが，地球がそうであったように惑星上の起源を考えることにする．もし太陽から比較的近距離にある恒星に惑星がみつかり，さらにこうした惑星が，地球型大気や海をもっていることがわかれば，ドレークの式の最初の3項が実験的に確認されることになる．バイキング計画の結果，太陽系内に生物の存在する可能性はいちじるしく減少したが，他の恒星に地球型惑星を発見する興味は少しも減っていない．現在の天文学における位置の測定精度からは，太陽以外の星で確実に惑星系が存在するということはいえない．

恒星についている惑星系をみつける方法には，間接，直接の二つがある．ここで間接的方法というのは，惑星が中心の恒星に及ぼす影響を中心の星の観測からみつけることである．間接的方法にも3通りある．中心の恒星と惑星は両者の重心のまわりを運動するので，重い恒星といえども天球上でその位置を変える．現在この観測は長い焦点距離の望遠鏡と写真乾板の組合せで行なわれているが，観測の精度を制約する要因は，地球大気のゆらぎと写真乳剤の感度である．伝統的にこの種の観測を行なっているアレゲーニー天文台の76 cm屈折望遠鏡の位置測定精度は0.005秒である．太陽からほぼ6光年の距離にあって，惑星があるのではないかとよくいわれるバーナード星に木星をおくと，中心星は0.002秒ふれる．ちなみにこの角度は手を伸ばして指先の原子をみたときの100倍程度の角度である．写真乾板の代わりに光電素子のアレイを並べた場合，ほぼ1桁精度をあげることができる．したがって近い将来バーナード星に木星程度の惑星があるかどうか，答がでることが予想される．

地球大気圏外にでて観測する場合，その精度はもっと上がる．1986年にうちあげられる口径2.4 mのスペーステレスコープにはCCD(charge coupled device)カメラがつまれており，望遠鏡ガイド用のスタートラッカーとともに，天体位置の測定にも使用できるのであるが，望遠鏡そのも

* Hisashi HIRABAYASHI, Jun JUGAKU　東京大学東京天文台

のは位置測定用に設計されていない．その精度は0.001秒程度と予想されている．

恒星はまた，われわれから眺めると，軌道運動の反映として，視線速度を周期的に変える．太陽と木星の系を例にとると，太陽は重心に対して13 m/sの速度で運動している．同様に地球に対しては0.1 m/sとなる．したがってよその恒星についている木星を中心星のドップラー効果から検出するためには5 m/sの精度をもった分光器が必要になる．現在使用されている大型望遠鏡の分光器の精度はふつう1 km/s，特別な技法を用いたものでも100 m/sでかなり困難な観測である．ただし，ファブリ・ペロ干渉計やフーリエ分光計を分光器にくみこむ方法が試みられているので，将来はその精度は上がるであろう．むしろこの方法の欠点は，星自身の振動や回転を含めて，恒星表面大気の運動について現在十分に理解されているわけではないので，視線速度の変化が惑星によるものかどうか判定するのがむずかしい点にある．この方法は太陽自身の数年にわたる観測からチェックされることになろう．

第3の方法は，観測者からみて惑星が中心星の表面を通過するときに星の明るさが減少することを観測する．木星が太陽面を横切ると，太陽は0.01等暗くなる．地球のように小さい場合には0.0001等暗くなるにすぎない．この方法の欠点は，この現象が極めて稀なこと，また星が暗くなったとしても，他の現象による減光がみきわめにくいことで，前の二つの方法の補助以上にはならないだろう．

間接的方法では，惑星の公転周期(数年)にわたった観測期間がどうしても必要となる．

惑星を直接検出するのはもっとむずかしい．惑星からの放射は，惑星自身の熱放射，中心星の光の反射光，大気特有のスペクトル線のいずれかを検出することになる．反射光の場合，太陽と木星の例を考えてみると，その光度差は21等，2.5億倍にも達する．16光年の距離で太陽をみると，木星と太陽の角距離は1秒になり，明るい中心星の回折像をかくして惑星を検出するのは困難であるが，表面精度のきわめてよい口径2 m以上の望遠鏡で適当なマスクを使えば理論的には不可能でないことが証明されている．いずれにせよ大気圏外望遠鏡が必要になる．

赤外線で観測すると光度差はずっとへる．太陽と木星の場合，10 μmの波長では，木星は太陽の数千分の1の明るさになる．しかし遠赤外の検出器はS/N(信号対雑音)比が悪く，また望遠鏡による星の回折像も大きくなる．この場合も将来のスペース大望遠鏡の目標の一つになろう．

ひとたび惑星がみつかると，そのスペクトルをとることによって，大気組成を知るのは容易である．地球の場合，7600 ÅにあるO_2の吸収帯は，低い分解能ですぐ検出できる．同様に8200 Åと9300 Åにある水のスペクトル帯も検出できる．さらに高分解能のスペクトルがとられれば生物の存在さえ確認できよう．

文明をさがす

文明の技術活動を検出することは，生命そのものを検出することより，はるかに容易である．“他文明との通信を意図した文明”を検出することは，さらに格段に容易である．このような文明は，観測される可能性の高い方法で，しかるべく強力な解読されやすい信号を意図的に送ってくるからである．したがって，交信を意図する文明が存在するとすれば，もう，既存の地上の送信と受信の施設を使って，数百光年かなたの文明とも交信ができるのである．

現実におこなわれてきた地球外文明の探索(search for extraterrestrial intelligence, SETI)をレビューしよう．

はじめてのSETIは，1960年夏にアメリカ国立電波天文台(NRAO)においておこなわれた．“オズマ計画”である．1959年のC. COCCONIとP. MORRISONの提案[(1)]につづいて(ただし，提案とは独立に)行なわれたものである．スペクトル型が太陽(G型)に似た近傍(約12光年)の2星，くじら座τ星，エリダヌス座ε星を，中性水素の21 cm線スペクトル帯で検出しようとした．

F. DRAKEのオズマ計画[(2)]のあと，しばらくは

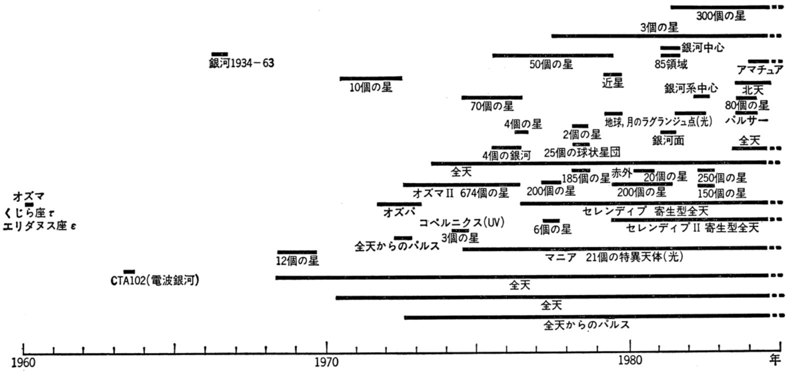


図 1　SETI の年ごとの推移.

このような観測が続かなかったが，1970 年代に入ってからの探査は急激にその数を増している．図 1 に SETI の推移を示す．

これらの SETI では，どれも地球外知性(extra-terrestrial intelligence, ETI)の検出には成功していない．またこれらは相互に関連をもって計画されたものではなく，観測周波数，使用した装置，所属する機関，国などもさまざまである．これらをもとに，すでにどれだけ探したかを定量的に示すのはむずかしい．探査は，方向，周波数，感度，偏波等々のさまざまのパラメータにわたる自由度をもっているのに，いままでになされた探査は，このようなパラメータ群がつくる多次元位相空間のなかで，ほんの一部を，それぞれちがうやりかたで食いちらかしただけという感じになっているからである．そこで，これらの探査を分類してみよう．

探査対象をもとに分類すると，以下のようになる．

(A)　オズマ型: 太陽に似た星をひとつひとつ探査してゆくもので，20 種ほどの探査で 1000 を越える数の星が調べられている．オズマ，オズパ，オズマ-II など．

(B)　全天掃引型: 特に天体を指定せず，すべての方向からの電波を対象とする．全天を指向性ビームで次々と掃引観測する．オハイオやハーバードの探査．

(C)　全天パルス型: すべての方向を対象とし，特定方向からのパルスを検出しようとする．ソ連の多局間で行なわれている．

(D)　投げ網型: アンテナビームの中に多数の星を入れて観測する．球状星団，銀河など．

(E)　特殊天体型: 銀河中心，パルサーその他の特殊天体を探る．

(F)　寄生虫型: 通常の宇宙観測のデータを常時モニターして人工信号をさがす．これは SETI のための特別な観測時間を要求しないので受けいれられやすい．アンテナがどちらの空を観測しているかは問わない．バークレー，ジェット推進研究所(JPL)の探査など．

周波数別にみると，広い電磁波領域のなかで，電波領域の探査が圧倒的に多い．図 1 のなかでは，各波長での探査数は，電波領域 38，赤外領域 1，可視領域 2，紫外領域 1，となる．

これらの SETI は既存の天文施設を舞台にして行なわれてきている．電波領域では，多くは既存の電波望遠鏡を利用して行なわれてきた．

架空の SETI 探査システムとして“サイクロプス計画”[3]がある．これは，1971 年夏から NASA とスタンフォード大学が共同で行なった研究である．すなわち，現在の技術をもとに SETI をおこなうための理想的な探査システムの基本設計を書

いたものである．惑星上の人工電波を容易に検出し，集光能力を上げるために直径100 mのパラボラアンテナを1000個ほどならべるというような強引なものとなっている．このパラボラアンテナ群を上空からみると，ギリシア神話のはじめに出てくる一つ目の巨人族(サイクロプス)の巨大な目を思わせることからその名がつけられた．この計画は予算規模の巨大さのために，行なわれる見込みは全くない．

SETIの問題点

地球上にETIの痕跡が過去・現在を含めて検出されていないことをM. HARTは“ファクトA”とよんだ．高度の技術文明が存在すれば，物理的にわれわれが努力をはらわなくてもすでに接触しているはずである．したがって銀河内に高度の技術文明は存在しない，というのがHARTの論法であるが，その後この論争は賛否ひき続いて行なわれている．電磁波でのSETIにおいても，いまだに検出されないことをもってETIの存在が否定的にとらえられることもあるが，この場合はまだほんの一部しか探査がおこなわれていないことを強調したい．SETIの問題点にふれるため，とくに電波領域で問題を整理してみよう．

はじめに，電波がどこまで届くかを考えよう．発信された電波は吸収されないかぎり，宇宙に向かってどこまでもつき進んでゆく．どこまで届くかという定義は，S/N比がある許容レベル以上にどこまで保たれるかで考える．現実の装置で考えよう．

周波数は10 GHz(波長3 cm)とする．後にのべるように，これは星間通信として適当なマイクロ波帯である．バンド幅は1 Hzとする．送信パワーを固定すれば，バンド幅は狭いほどよい．バンド幅に対応して信号伝送レートもこの程度に低速である．送受信アンテナの直径を300 m，アンテナの能率は50%とする．また送信パワーは1 MW，受信システムの総合雑音温度は40 Kとしよう．このとき，S/N比が1となるのは約1000光年の距離となる．これが現存するシステムでの交信距離のめやすである．銀河系のどことでもよいから，この程度の伝送レートで通信したいと思えば，交信距離を銀河系の大きさ(10万光年)，つまり100倍にのばせばよい．そのためには，送信パワーを10 GWにするか，送受信双方でアンテナの実効直径を10倍にすればよい．この程度は現状の技術レベルで可能である．電波は，銀河の中を十分に飛びかえるのである．したがって，通信の規約が成立さえしていれば，そして，電波の往復時間が気にならなければ，通信が成りたつのである．

現在，SETIという言葉が多く使われているが，10年ほど前はむしろ，“CETI”(communication with ETI)とか“interstellar communication”という言葉が使われた．“交信”の前に“探査”がまず必要ということから“SETI”がよく使われるようになった．通信契約が成立している相手との通信に対して，契約の存在しない相手の電波をつかまえるのは，桁違いに困難である．宇宙文明間においては，特にこれがむずかしい．

さきほどの通信例では，送信バンド幅を1 Hzとした．ここで，送信周波数も知られていない場合の困難さを定量的に評価してみよう．受信側では，送信バンド幅と同じバンド幅で受信するとき最もS/N比がよくなる．SETIでは，受信バンド幅を前もって予測するか，いく通りもの受信バンド幅を設定しなければならない．

次に，通信周波数の問題がある．広い電磁波帯にわたるスペクトルのうちの，どの周波数で送信されているのかもわからないのである．宇宙の中での雑音レベルは，マイクロ波からミリ波にかけての電波領域で最も低いことが知られている(図2)．これはあたかも宇宙通信に適したスペクトルの窓ともいうべきもので，低周波側は銀河からのシンクロトロン放射により，高周波側は量子雑音により雑音レベルが上昇する．この範囲はほぼ1 GHzから100 GHzである．この約100 GHzにわたる周波数帯の中で1 Hzのバンド幅の信号を探査するには，約10^{11}通りの探査，あるいは約10^{11}の並列の探査が必要となる．SETIに要する時間が桁違いに長くなるか，お化けのような探査マシ

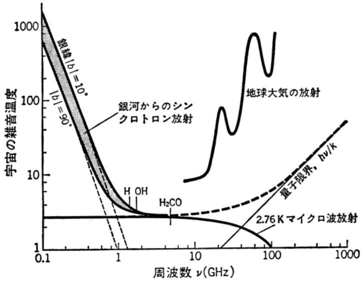


図 2 宇宙での雑音レベルのスペクトル. 1〜100 GHz で宇宙はほぼ3Kの雑音レベルとなる. 地球上でみると大気の放射のため, 1〜10 GHz が極小となり, また雑音レベルも上昇する.

ーンをつくらなければならない.

探査すべき方向も未知である. アンテナ直径300 m, 発信周波数 10 GHz というさきほどの例では, ビームの半値幅は約30秒角という鋭さになる. これで全天をさぐるとすると, 約 10^9 通りの独立な方向が存在する. 全天をやみくもにさがさずに, 例えば太陽に似た星の方向に限るなど, 対象方向をしぼる方法は考えられる.

以上, 単純に考えて周波数領域だけで 10^{11} の不確定性, 空間方向で 10^9 の不確定性があり, 両者をあわせた組合せで 10^{20} 通りとなる. 1回の探査に10分間を費やしても宇宙の年齢の10万倍に達する探査時間を必要とする. 周波数と方向がわかっても, このほかに偏波, 通信の時間, 送信パワー, 変調方式などは未知であり, 最適の受信を行なうには, さらに予測や冗長なシステムが必要となる.

信号の意味を解読できるかという疑問が発せられる. 合理的な考えの主が相手にわかるように工夫してつくった信号は, わかると考えるべきであり, また, さんざん苦労して探した信号の意味をさぐるのは苦労ではなく楽しみであり, 権利ですらあると考える.

この節での結論は, 以下の通りである. "宇宙文明間通信そのものは地上の現実の装置で簡単にとりおこなえるが, 未知の相手と初めての通信を開くことは 10^{20} 倍以上のむずかしさとなる". SETI は大変むずかしく, それゆえにこそチャレンジングなプロジェクトなのである.

SETI の方法

SETI では, 未知の相手からの通信方法の推定と, これにみあった探査システムとが成功の鍵である. ここで, SETI の古典ともいうべき COCCONI と MORRISON の論文[1]にもどってみよう.

彼らの主要な論点は二つである.

(A) 地上の技術で宇宙文明間通信が可能である.

(B) 通信方法の推定のひとつとして, 周波数領域では, 中性水素の 21 cm 線(1420 MHz)が適している.

水素は宇宙に存在する元素のなかではもっとも単純な構成であり, またその存在比は圧倒的に大きい. 星間空間に浮遊する中性水素の出す1420 MHz 線は, 銀河面にそって 10 K 前後の明るさで輝いている. 当時はこれが電波領域で知られていた唯一の宇宙からの線スペクトルであった. そこで, 宇宙文明間通信において, 全く周波数のとりきめがない場合に, これを"暗黙の了解事項"として通信周波数にしようというものである. これが正しい選択だとし, 周波数の不確定性としてドップラー効果による周波数不確定性 100 kHz(20 km/s 相当)を考慮すると, 10^6 倍の手間が省けたことになる. 大変な前進である.

COCCONI と MORRISON の提案から25年が経過した. この間, 天文学上の発見があいついでいる. そのうち, SETI にかかわる重要な発見は以下の通りである.

(A) ビッグバンのマイクロ波3K放射の発見(A. PENZIAS と R. WILSON, 1965).

(B) 多種の電波星間分子線の発見(1970年前後から).

(C) ホルムアルデヒド線の逆メーザー吸収の発見(P. PALMER ら, 1969)[4].

これらをふまえて, SETI をながめてみよう.

3Kの放射の発見によって, 宇宙文明間通信に

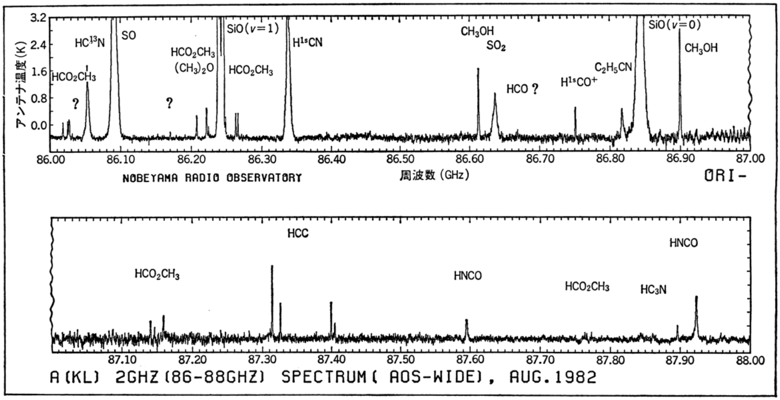


図 3 星間分子線スペクトル観測例. 45 m 電波望遠鏡でオリオン KL 天体を 86〜88 GHz の 2 GHz 帯にわたり 16000 チャネルに分光して観測したものの一部.

おける受信側のシステム雑音に下限があることがわかった．将来，受信器製作技術の進歩によって受信機雑音が 0 K に漸近することになることが予想されるので，受信システムを宇宙におくとして，システム雑音は 3 K に漸近すると考えられる．

21 cm 線による通信では，中性水素線そのものによって，銀河面方向でシステム雑音が 10 K 前後に上昇する．将来の理想受信システムの場合より数倍だけ雑音が増加し，S/N 比の観点だけでいえば最悪の選択となる．その後の多種多様の星間分子線の発見により，50 種をこえる分子，100 本をこえる遷移線が観測され，21 cm の唯一性はなくなってしまった(図 3)．一方では，このような分子線観測のためのスペクトル観測装置の強力化が促進された．

多種の分子スペクトル線のうち，ホルムアルデヒド(H_2CO)の 4830 MHz の線スペクトルが，暗黒星雲の方向で，3 K バックグラウンド放射に対して 1 K 近い吸収スペクトルを示すことが発見(1969)[(4)]された．これをもとに，森本・平林・寿岳(1978)[(5)]は，SETI の周波数として，暗黒星雲方向の太陽に近いスペクトルの星を，吸収をしている周波数(4830 MHz)で観測することを提案した．これは，現在の宇宙理解のもとでは，最もシステム雑音が低い．暗黒星雲方向での実際の観測にもとづく吸収の谷に周波数を設定すればよいことと暗黒星雲内の乱流運動が少ないことによってスペクトル線幅が狭いことから，周波数は 1 kHz ほどできまる．この推論があたっているとすると，たとえば 1 Hz のバンド幅だと 10^3 通りの探査ですむことになる．

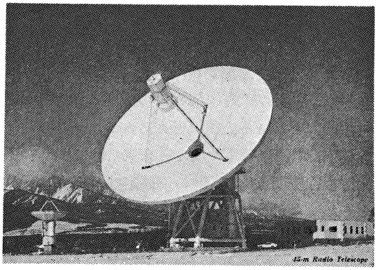


図 4 野辺山宇宙電波観測所の 45 m 電波望遠鏡.

この方法はいまだ実行されていない．一方，いままでの探査は，21 cm 線や，たまたま使用できる深宇宙用の電波天文用の既存バンドの受信機をつかって行なわれてきている．

東京天文台野辺山宇宙電波観測所の 45 m 電波望遠鏡(図 4)は，マイクロ波からミリ波にかけて

の汎用機であるので，宇宙雑音のレベルの低い1～100 GHz帯をちょうどカバーしている．ホルムアルデヒド線での探査を実行に移すことを考えてみると，1 kHzの幅を1000チャネルに分光すると1 Hzの分解能が達成できる．高分散スペクトル観測用にディジタル分光計を備えており，4000チャネル分だけあるので，技術的問題はない．なお，ホルムアルデヒドは波長2 mmでも3 K放射に対して吸収を示すことがわかっているが，6 cmに比べて吸収は弱い．

ハードウェアの製作としては，多チャネルの分光計づくりが盛んになってきた．ハーバード大学のP. HOROWITZは64000チャネルの狭帯域スペクトル分光器を製作して，数年にわたる常時SETI体制を敷いている．JPLでは，混信調査もかねて10^6チャネル分光器を製作した．同様の流れは，スタンフォード大学にもある．狭帯域のスペクトル分析器では，周波数のドップラー偏移から，地球の人工電波とのえりわけが可能である．

発信者としての地球文明

いままでの話は，耳をすまして宇宙からの人工信号をとらえることであった．逆に地球文明は発信者となったことがあるのだろうか？

1974年11月16日，米国コーネル大学所属でアレシボにあるレーダー・電波天文施設(NAIC)の直径305 m鏡を使用して，宇宙に向けて電波が発信された．信号はヘルクレス座の球状星団M13に向かって3分間にわたって送信された．305 m鏡は，洞穴に富むアレシボ帯のなかで最大の凹地を利用してつくられた固定球面鏡である．この表面を，より高精度に張りかえた記念に行なわれたのが，この宇宙に向けての送信イベントであった．

1983年8月15日，カリフォルニア州スタンフォードの電波施設の46 mパラボラから，七夕の星，牽牛星(アルタイル)に向けて信号が1時間にわたって送信された．子供たちに夢をと，日本の雑誌社によって企画されたもので，そのうち20分間は，東京天文台の森本・平林による送信文を含んでいる．

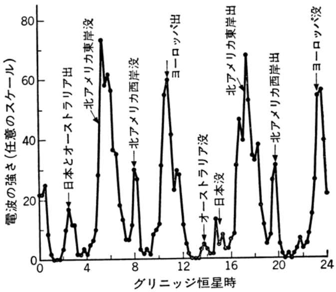


図5 地球のテレビ局からの電波の総量の時間変化をバーナード星からみたとしたもの[6]．

カリブ海に浮かぶプエルトリコを発った信号の波は，21000年後に140年間にわたって，球状星団を構成する数十万の星々に次々と到達する．しかし，金属量が少ない種族IIの星々には，おそらく惑星とその上に発生する知性は存在せず，電波のさざ波がむなしく3分間にわたって通りすぎるだけだろう．カリフォルニアのスタンフォードを発った私たちの信号は，ちょうど西暦2000年に牽牛星に到達する．しかし，情熱的な牽牛星の個性そのままに，この星はあまりに若く(A7V型)，知的生物を宿していないであろう．

いずれにせよ，この二つの例がどちらも長続きする地道な送信活動ではないのは明らかである．

技術文明をもった現在の地球が，宇宙からみたときにどのようにうつるかを，W. T. SULLIVANらが解析した[6]．彼らは，もっとも検出されやすいものとして，地球からもれ出す人工電波を調べた．なかでも，水平方向に指向性をもつテレビ放送の電波は，電離層をつきぬけ宇宙にもれ出す．これらは他の恒星系でも検出でき，地球の自転に伴う強度やスペクトルの時間変化から驚くほどの情報を探り出すことができるはずである(図5)．これが“サイクロプス計画”程度のもので十分にとらえられることは前にのべた通りである．テレビの電波のうちの映像キャリヤーは0.1 Hzほどのスペクトル中のなかにかなりのパワーがつまっている．これを6光年先のバーナード星で地球文明の現代の第一線装置で測るとちょうど検出能力

の限界にくる.

米国ヘイシュタック電波天文台の8 GHz レーダー，アレシボの施設(NAIC)の 2.3 GHz レーダー，JPL の深宇宙送信施設などが，10^{20} K 前後の輝度で輝き，そのビームが向いた方向では，太陽よりもはるかに輝いてみえる．これらは非常にシャープなビーム(数分角)で電波を発射しているのでこれだけの有効パワーをかせげるのであるが，逆に，特定の方向を向くチャンスは極めて低く，たまたま向いたとしても10秒ほどしか信号は継続しない．したがって，これらの電波が受信されると期待するのは，相手がわれわれと同程度の技術文明であれば無理かもしれない．軍用レーダーは継続時間は長いが，頻繁に周波数や変調方式が変わる．SULLIVAN[(6)] によれば，これは，地球の現在のシステムで30光年先でも受信できるという．

何百光年の宇宙の彼方から地球に接近する観測者を想定してみよう．金星や火星からでも地球は天空に輝く一点にしかすぎず，他の惑星とは区別がつかない．もっと近よると，まず雲の存在，ついで海洋と大陸がみえてくる．さらに地球軌道に入ると，いろいろの幾何学模様がみえて，人類の領土主義とユークリッド幾何学への好みがわかってくる．すなわち完全ではない知性生物の存在が確認できる．

同じようにバーナード星にある理想の電波天文台で，ずっと太陽系を観察していたとしよう．この30年間にTV電波の放射エネルギーは1万倍にもふえ，しかもその解析から地球の自転速度は直ちにわかる．天文学的にいうと，惑星の存在が確認できる．また各チャネルの伝播コードから，ここでも人類の領土主義(電波では日本はヨーロッパと異なってアメリカの植民地とみなされるかもしれない)への偏執が暴露されよう．

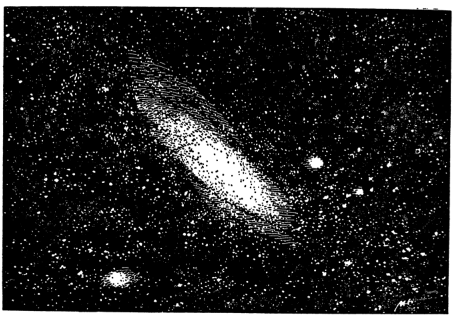
わたしたちは宇宙に信号を発しているといってよいのだろうか？

文　献

(1) C. COCCONI & P. MORRISON: Nature, 184, 844 (1959)
(2) F. D. DRAKE: Phys. Today, 14, 40 (1961)
(3) STANFORD/NASA/Ames Research Center: Project Cyclops, NASA CR 114445 (1971)
(4) P. PALMER et al.: Astrophys. J. Lett., 156, L 147(1969)
(5) M. MORIMOTO et al.: Nature, 276, 694 (1978)
(6) W. T. SULLIVAN et al.: Science, 199, 377 (1978)

参考書・参考論文

[1] C. PONNAMPERUMA & A. G. W. CAMERON ed.: Interstellar Communication: Scientific Perspective, Houghton Mifflin (1974); 邦訳, 地球外文明をさぐる—— 科学的基礎と展望, 大島泰郎訳, 講談社(1976)
[2] C. SAGAN ed.: Communication with Extraterrestrial Intelligence, MIT Press (1973); 邦訳: 異星人との知的交信, 金子務・佐竹誠也訳, 河出書房新社(1976)
[3] R. T. ROOD & J. S. TREFIL: Are we alone? The Possibility of Extraterrestrial Civilizations, Charles Scribner's Sons (1981); 邦訳: さびしい宇宙人, 出口修至訳, 地人書館(1983)
[4] 平林久: 電子通信学会会誌, 63, No. 1, 64 (1980)



出 典 一 覧

本書にまとめられた42の論文は，雑誌〈科学〉の特集「相対論と宇宙物理」(1976年10月号)，「Einstein と基礎物理学」(1979年4月号)，「宇宙と素粒子」(1982年7月号)，「宇宙における生命の可能性」(1984年7月号)，「宇宙の誕生と天体の形成」(1985年10月号)を始めとして，1966年から1987年にわたって〈科学〉に掲載されたものである．以下にその出典を記しておく．なお，執筆者の所属などは，論文発表時のものである．

佐藤文隆：宇宙論と物理学, **49**, 410–417(1979)
佐藤文隆：現代科学の一視点：宇宙論, **48**, 665(1978)
佐藤文隆：物理と宇宙, **56**, 129(1986)
成相秀一・田辺健茲：宇宙モデルの観測的基礎, **49**, 208–213(1979)
佐藤文隆：重力崩壊とブラック・ホールの物理学, **46**, 615–622(1976)
冨松　彰：ブラックホールと量子場, **49**, 218–224(1979)
小玉英雄：時空の次元数について, **49**, 240–242(1979)
小玉英雄：重力場のエネルギーの符号が決まった, **54**, 66–67(1984)
牧　二郎：自然と素粒子, **49**, 282–289(1979)
南部陽一郎：素粒子物理学，その現状と展望 I, II, III, **54**, 332–340, 503–511, 557–562(1984)
鈴木眞彦：なぜ素粒子の力を統一的に理解できるのか——W粒子とZ粒子, **53**, 299–306(1983)
江口　徹：素粒子物理のフロンティア——ゲージ原理の時代, **52**, 422–423(1982)
吉村太彦：力の統一理論 I, II, **52**, 439–445, 517–523(1982)
荒船次郎：陽子の寿命, **50**, 746–751(1980)
須田英博：神岡鉱山で陽子崩壊をみる, **54**, 132–138(1984)
中川昌美：ニュートリノに質量はあるか——この宇宙を支えるもの？, **51**, 142–149(1981)
風間洋一：モノポールは夢か現実か？, **53**, 82–83(1983)
井上研三：注目浴びる超対称性理論, **55**, 330–331(1985)
藤井保憲：素粒子論と重力理論の統一をめざして——ゲージ理論と超統一理論, **52**, 431–438(1982)
藤井保憲：時空は11次元か——カルーツァ-クライン理論の復活, **54**, 679–686(1984)
吉川圭二：超弦理論, **57**, 15–22(1987)
Stephen HAWKING：理論物理学の終りはみえているか, **51**, 280–286(1981)
Gerard 'T HOOFT：場の量子論は理論か, **53**, 744–753(1983)
釜江常好・相原博昭：どこへ向かうのか素粒子物理は, **56**, 78–85(1986)
林忠四郎・佐藤文隆：最近の宇宙論, **36**, 402–408(1966)
佐藤勝彦：磁気単極子と宇宙の相転移, **52**, 10–16(1982)
佐藤勝彦：宇宙の誕生とインフレーション, **55**, 596–604(1985)
前田恵一：高次元宇宙, **56**, 404–412(1986)
二間瀬敏史：宇宙論の現状, **55**, 594–595(1985)
佐藤文隆：銀河形成と素粒子物理——ニュートリノの質量とバリオン数生成のゆらぎ, **52**, 446–452 (1982)
佐藤文隆：宇宙の暗黒物質, **56**, 700–707(1986)
高原文郎：宇宙の大規模構造, **54**, 730–738(1984)
池内　了：銀河形成論と宇宙の大規模構造, **55**, 605–612(1985)
岡村定矩：銀河形成論の課題——微視的アプローチ, **55**, 613–621(1985)
池内　了：宇宙の大構造をめぐって, **57**, 68–76(1987)

杉本大一郎：進化の熱力学——宇宙と星を例にして, **51**, 344–349(1981)
松田卓也・二間瀬敏史：遅延解と時間の矢——因果律の統計的解釈, **52**, 145–152(1982)
松田卓也：人間は宇宙の中心か——人間原理をめぐって, **54**, 393–400(1984)
平林久・寿岳潤：宇宙に文明をさがす——文明探査の基礎と現状, **54**, 437–444(1984)

宇宙論と統一理論の展開

1987年5月20日　第1刷発行 ©
1988年4月5日　第4刷発行

定価 2800円

編　者　佐藤文隆（さとう ふみたか）

発行者　緑川　亨

〒101 東京都千代田区一ツ橋2-5-5
発行所　株式会社 岩波書店
電話 03-265-4111
振替 東京 6-26240

印刷・三秀舎　製本・永井製本

落丁本・乱丁本はお取替いたします　Printed in Japan
ISBN4-00-005075-3